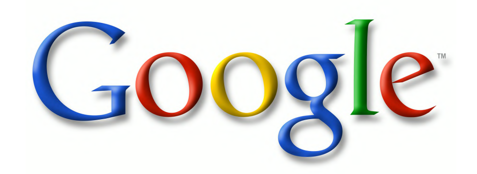
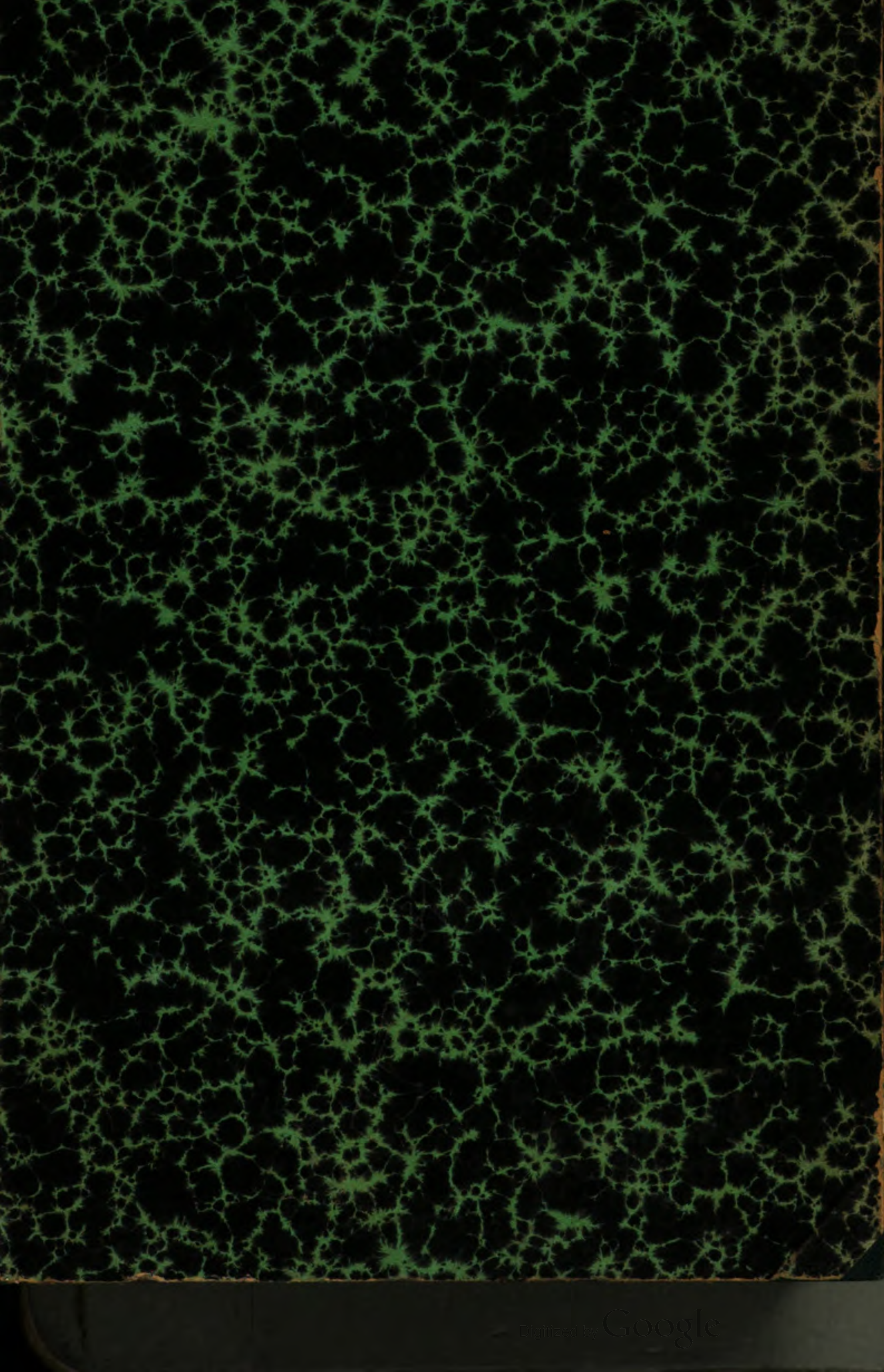




Printed in Germany.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Göttingen), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Prof. **Henri Poincaré** (Paris), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **C. Tissot** (Brest), Prof. **Max Wien** (Danzig)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Dr. Jonathan Zenneck,
ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Braunschweig

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich I.

Dritter Band

Mit 283 Figuren im Text



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1910.

Inhaltsverzeichnis.

Erstes Heft.

Ausgegeben im Oktober 1909.

Zweites Heft.

Ausgegeben im Dezember 1909.

Drittes Heft.

Ausgegeben im Februar 1910.

Viertes Heft.

Ausgegeben im April 1910.

Fünftes Heft.

Ausgegeben im Juni 1910.

Sechstes Heft.

Ausgegeben im Juli 1910.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 3. 1909. Heft 1.

Über die allgemeinen Prinzipien der abgestimmten drahtlosen Telegraphie[1]).

Von **Oliver Lodge** und **Alex. Muirhead.**

Für Selektivität bzw. Störungsfreiheit in der drahtlosen Telegraphie müssen folgende Bedingungen erfüllt werden:

1. Die ausgesandten Störungen müssen aus einer regelmäßigen oder sinusförmigen Folge von Impulsen bestehen, die hinreichend zahlreich sind, um ihre Wirkung zu akkumulieren; folglich muß also der Sender ein freier Oszillator sein mit einer ausgesprochenen Eigenperiode.

2. Der Empfänger muß unempfindlich genug sein, daß er nicht auf einen oder zwei Impulse anspricht, aber hinreichend empfindlich, um auf die akkumulierte Wirkung einer gewissen Zahl von Impulsen zu reagieren.

3. Damit dies möglich ist, muß auch der Empfänger zu freier ungedämpfter Schwingung befähigt sein, damit er die Impulse, wie sie ankommen, aufspeichern kann, bis die erforderliche Größe der Wirkung erreicht ist.

4. Trotzdem sind übermäßig lang anhaltende Schwingungen zwecklos. In den meisten Fällen sollte die Akkumulierung von 20—40 Schwingungen notwendig und ausreichend sein. Denn wenn man sich auf eine sehr große Zahl von Schwingungen, etwa 1000, verlassen

---

1) Wir bringen in dieser Mitteilung eine autorisierte auszugsweise Wiedergabe des Aufsatzes der Verfasser in den Proceedings of the Royal Society, A. Vol. 82 „Syntonic Wireless Telegraphy; with specimens of large-scale measurements". Die Redaktion.



muß, so ist es unmöglich, die Abstimmung so hinreichend genau zu bewahren, daß man sie alle zur Wirkung bringt.

5. Die Strahlungsstärke bei elektrischen Wellen nimmt zu, je offener der Schwingungskreis ist; sie ist am größten bei einem linearen Oszillator und am geringsten bei einem vollständig geschlossenen Kreis. Auf der anderen Seite ist das Anhalten der Schwingungen oder Fehlen von Dämpfung infolge ausgestrahlter Energie am größten in einem geschlossenen Kreis und sehr klein bei einem linearen Oszillator. Dies rührt daher, daß bei wirklichen Wellen die elektrischen und magnetischen Energien gleich sein müssen. In nahezu geschlossenen Kreisen dominiert überall, ausgenommen zwischen den Kondensatorplatten, die magnetische Energie gegenüber der elektrostatischen. In offenen Kreisen breiten sich die elektrischen Kraftlinien viel weiter aus und wirken so durch ihre Änderung mit den magnetischen Kraftlinien zusammen, um das System der fortschreitenden Wellen zu bilden über eine vom Radiator weiter entfernte Oberfläche; denn die Strahlungsstärke bei gegebener Wellenlänge nimmt rapide zu mit der Ausdehnung der strahlenden Oberfläche[1]). Aber natürlich hat dieser Radiator geringere anfängliche elektrostatische Energie als ein auf das gleiche Potential geladener Kondensator mit dicht beieinander stehenden Platten und deshalb von größerer Kapazität.

6. Man muß deshalb einen Kompromiß eingehen; damit der syntonische Radiator auch der Oszillator sei, muß er selbst ein Kondensator sein, bestehend aus zwei mäßig großen Kapazitätsflächen, die voneinander durch einen beträchtlichen Raum, voll von elektrostatischen Kraftlinien, getrennt sind, befähigt deshalb, eine mäßige Anzahl — etwa 30 — freier Schwingungen auszuführen, nachdem er erregt worden ist. Die praktische Form einer solchen Anordnung wurde von mir im einzelnen angegeben im Jahre 1897. Die mathematischen Prinzipien und noch weiteres wurden erörtert von Larmor[2]) 1894, sowie von Hertz und Fitzgerald.

7. Sender und Empfänger sollten auch in einer gewissen Höhe über der Erde sein, so daß die störende und ungewisse Wirkung ihrer kapriziösen und veränderlichen Leitfähigkeit eliminiert wird. Seit 1897 hat man den üblen Einfluß der Erde besser erkannt; zu jener Zeit glaubte man noch, daß die eine der Flächen meiner erwähnten

1) Vgl. G. G. Stokes: „On the Communication of Vibrations to a Gas", Phil. Trans. 1868.

2) Lond. Math. Soc. Proc. s. auch Lodge u. Howard „On Electric Radiation", Phil. Mag. S. 56, 57, Juli 1889.



Anordnung auch bei abgestimmten Stationen in manchen Fällen ohne Schaden durch die Erde ersetzt werden könnte.

8. Der Versuch zeigt, daß dies nicht der Fall ist. Die Erde erwies sich direkt als ganz schädlich; selbst der untere Teil des Luftdrahtes oder die Kapazitätsfläche sollten hinreichend weit von der Erdoberfläche entfernt sein. Als beste Entfernung wurde diejenige ermittelt, bei welcher die resultierende Kapazität der unteren Platte, mit Bezug auf den oberen Luftdraht einerseits und die Erde unterhalb andererseits, ein Minimum ist.

9. Um Dämpfung durch Widerstand zu vermeiden, sind alle Leitungen sehr dick und bestehen aus einer großen Anzahl isolierter verseilter Drähte; alle Anschlüsse sind mit besonderer Sorgfalt hergestellt, da die E.M.K. der Anfangsschwingungen bei beginnender Resonanz sehr gering ist.

10. Kürzlich wurde wiederholt geäußert, daß Abstimmung nur durch einen Lichtbogen aufrechtzuhalten sei. Wir benutzen nicht den gewöhnlichen knallenden Funken zwischen polierten Kugelelektroden, den wir nicht für eine Abstimmung geeignet halten, sondern einen verhältnismäßig lange anhaltenden flammenartigen Funken und zwar eher zwischen Spitzen als zwischen Kugeln. Wir schließen auch den Funken in ein Gehäuse ein, damit die ionisierte Luft nicht sofort entweichen kann und so für die erforderliche Zeit praktisch ein Leiter ist. Wir verlängern auch die Entladung der Kapazitätsflächen durch einen hinreichenden Betrag an Trägheit (Selbstinduktion). Die auf diese Weise erzielbare Abstimmungsschärfe, bei gleichzeitiger kräftiger Strahlung, ist bedeutend.

Praktische Einzelheiten betreffend Abstimmung.

Fig. 1 zeigt schematisch unsere Anordnung des oberen Luftgebildes und Gegengewichts, beide gut gegen Erde isoliert und mit guter Isolation an den Ecken (siehe Vergrößerung rechts in der Abbildung); wenn letztere fehlte, konstatierte Dr. Muirhead eine wesentliche Beeinträchtigung der Wirkung.

Fig. 2 ist ein Diagramm der Verbindungen (das wohl ohne weitere Beschreibung verständlich erscheint. Dr. E.).

Die Frequenz der Wechselstrommaschine ist auf ihren Kreis abgestimmt und ebenso auf den Sekundärkreis des Sendetransformators *T*, der in Verbindung steht mit dem Luftgebilde. Sobald aber der Funke auftritt, schließt er das Luftgebilde über die Funkenstrecken

MS kurz und erteilt ihm eine vollständig verschiedene viel höhere Frequenz, auf die auch der Empfänger abgestimmt ist. Manchmal schalten wir zur Akkumulierung der Impulse zwischen Spule und Luftgebilde ein evakuiertes „Ventil,“ wie es durch Fig. 3 veranschaulicht ist.

Das Telegraphieren geschieht mit der Hand durch den Taster oder durch eine automatische Vorrichtung.

Als Empfänger dient das Telephon oder besser der Registrierapparat. Der in Verbindung mit letzterem angewandte Kohärer ist unser Radkohärer, wie er in Fig. 4 abgebildet ist, der außerordentlich

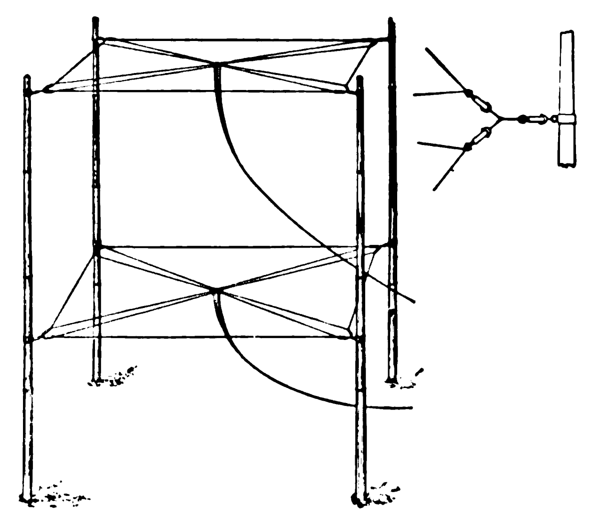


Fig. 1. Luftgebilde für feste Stationen.

empfindlich und verläßlich ist. Der wichtigste Teil ist ein kleines Stahlrad, dessen Rand leicht geölt ist und das man mehr oder weniger in Quecksilber eintauchen läßt; es rotiert langsam vermittels des Uhrwerks des Registrierapparates.

Für Telephonempfang genügt ein einfacherer aber weniger empfindlicher Kohärer, und zwar benutzen wir meistens eine Modifikation meines bekannten Spitze-Platte-Kohärer (Fig. 5). Auch benutzen wir einen elektrolytischen Detektor, der sehr empfindlich aber für Abstimmung weniger geeignet ist.

In jedem Falle ist der Kohärer als Nebenschluß zu einer Leidener Flasche oder einem regulierbaren Luftkondensator angeordnet, der mit

einer Selbstinduktion einen Kreis von bestimmter Frequenz bildet. Der Kohärer wird nicht eher erregt, als bis der Kondensator „überfließt", was durch Akkumulierung der Impulse geschieht[1]), wenn der regulierbare Kondensator (*k* in Fig. 2) richtig abgestimmt ist. In Fig. 6 ist links der Zeiger und die Skala des regulierbaren Konden-

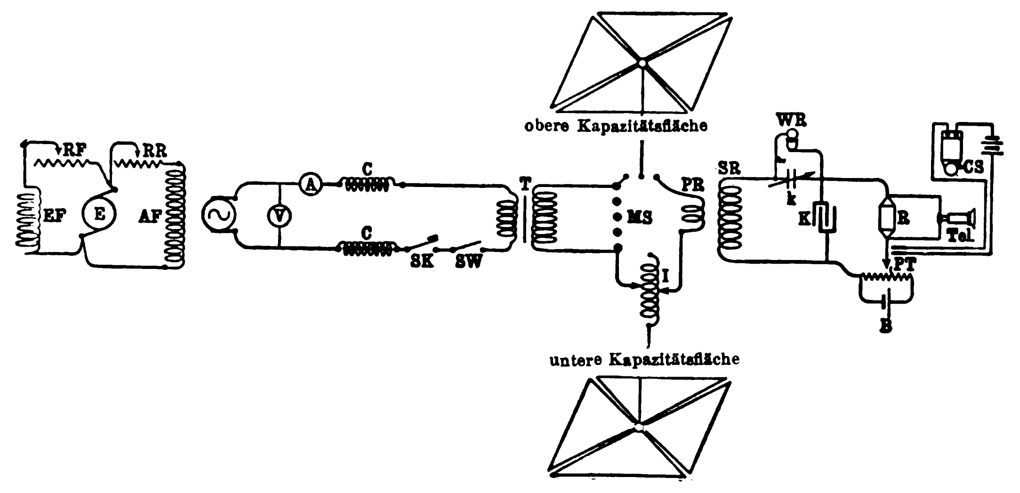


Fig. 2. Schaltungsdiagramm.

I Sende- und primäre Empfangsselbstinduktion
MS Unterteilte Funkenstrecke
T Sendetransformator
SW Sicherheitsschalter
SK Taster
CC Regulierbare Drosselspulen
A Amperemeter
V Voltmeter
~ Wechselstrommaschine (Anker)
AF " (Feldwickelung)
RR Regulierwiderstand für Feldwickelung
E Ankererreger

RF Regulierwiderstand für Felderreger
EF Erregungswickelung
PR Primäre des Empfangstransformators
SR Sekundäre
k Regulierbarer Luftkondensator
WR Kohärer (Radtype nach Lodge-Muirhead)
K Empfangskondensator
R Registrierapparat
Tel. Empfangstelephon
PT Potentiometer
B Empfangsbatterie
CS Anrufvorrichtung

sators sichtbar, in der Mitte die Selbstinduktion des Kreises. Diese gleiche Selbstinduktion dient als Sekundäre eines Transformators, dessen Primäre im Kreis des Empfangsluftgebildes liegt. Die Primäre (rechts in der Figur) hat nur wenige Windungen; bei richtiger Abstimmung kann die Koppelung zwischen Primärer und Sekundärer sehr lose sein, wodurch fremde Impulse ferngehalten werden.

1) Roy. Soc. Proc. Bd. 50, S. 15 und Nature 41, 368, 1890.

Besondere Vorschriftsmaßregeln.

Der erste Punkt, auf den man zu achten hat, ist die Abstimmung der beiden Kapazitätsflächen, in Serie mit der Sekundären des Induktors, und ihre Erregung durch eine Wechselstromdynamo, die so läuft, daß sie die gleiche Frequenz gibt.

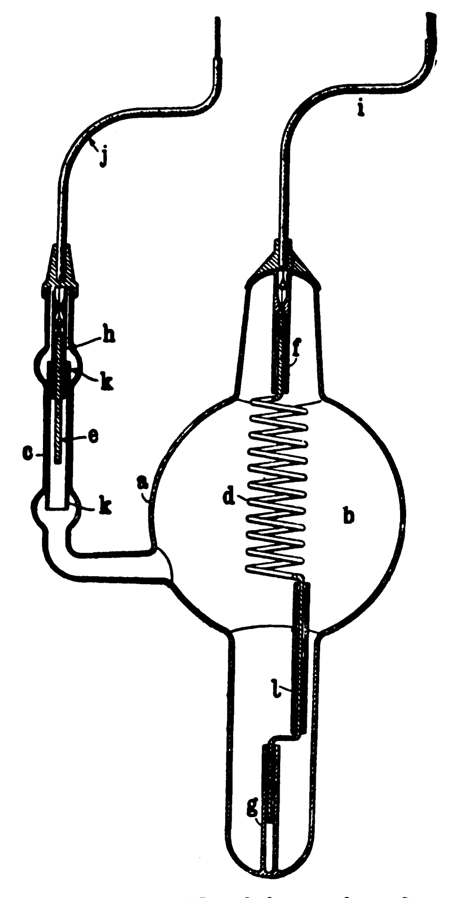


Fig. 3. Elektrisches Ventil für tragbare Stationen.

Diese Adjustierung hat sich als sehr nützlich erwiesen, und um es zu ermöglichen, den Induktor als einen unabhängig schwingenden Kreis zu behandeln, ist eine besondere Konstruktion erforderlich mit großem Zwischenraum zwischen der Primären und Sekundären, so daß

die sekundäre Spule fast frei und isoliert ist und sehr geringe Kapazität hat, wenn betrachtet als eine Leidener Flasche mit der Primären als andere Belegung. Der Abstand beträgt oft ca. $2^1/_2$ cm, aber der scheinbare Wirkungsverlust wird mehr wie kompensiert durch die ermöglichte Abstimmung. Praktisch haben wir jetzt als Kapazität im Sekundärkreis nur die wirksame Kapazität der strahlenden Luftgebilde, so daß nicht mehr Kraft verbraucht wird als nötig ist; ferner kann

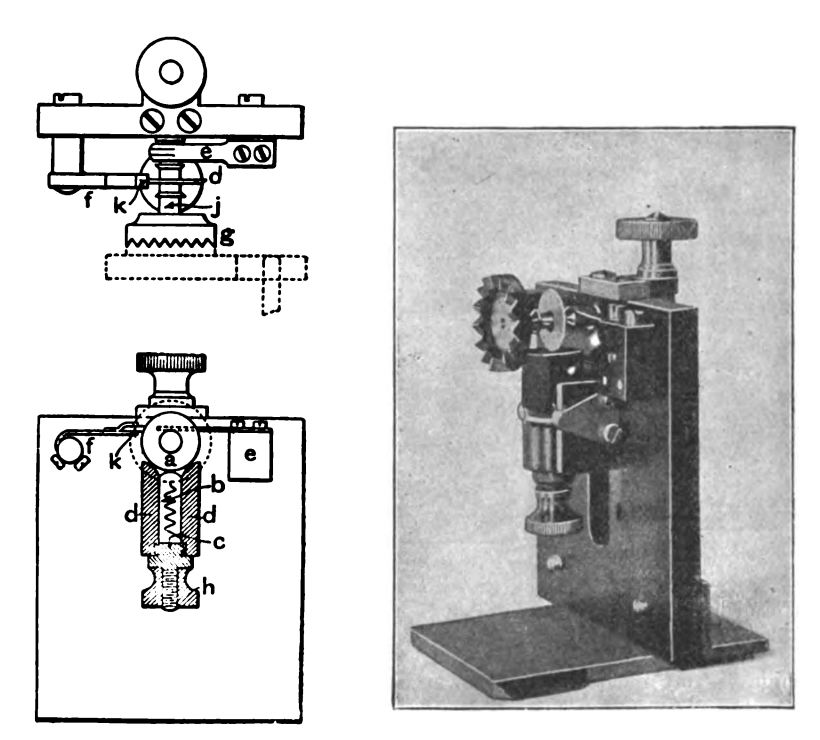


Fig. 4. Lodge-Muirhead Rad-Kohärer.

der Sekundärkreis, da er frei ist, so lange weiterschwingen, wie das Dynamopotential einen genügend hohen Wert behält, wodurch die Funkenentladung überraschend verlängert wird; der Funke bekommt dabei ein glänzendes lichtbogenartiges Aussehen, als wenn er aus einer großen Zahl von aufeinanderfolgenden Schwingungen bestände. Photographische Aufnahmen vermittels des rotierenden Spiegels zeigen, daß dies in der Tat so ist; man erkennt, daß die Zahl der Wechsel 30 oder mehr Halbschwingungen beträgt. Der Funke darf deshalb nicht

als ein momentaner Übergang behandelt werden; er ist vielmehr anhaltend und zwar durch Verbindung mit dem abgestimmten Induktor, der fortwährend Energie nachliefert während der ganzen Dauer der Sendeschwingungen.

Natürlich haben diese Sendeschwingungen nicht die Frequenz des Induktors oder der Wechselstrommaschine; sie ist vielmehr von der Ordnung einer Million per Sekunde; die Abstimmung des Induktors und Alternators erlaubt es nur sie dauernd aufrechtzuhalten. Dies ist aber auch nur möglich, wenn das untere Gegengewicht weit über dem Erdboden angebracht ist. Eine Annäherung an den Erdboden vermindert die Anzahl der Schwingungen, und es bleiben nur

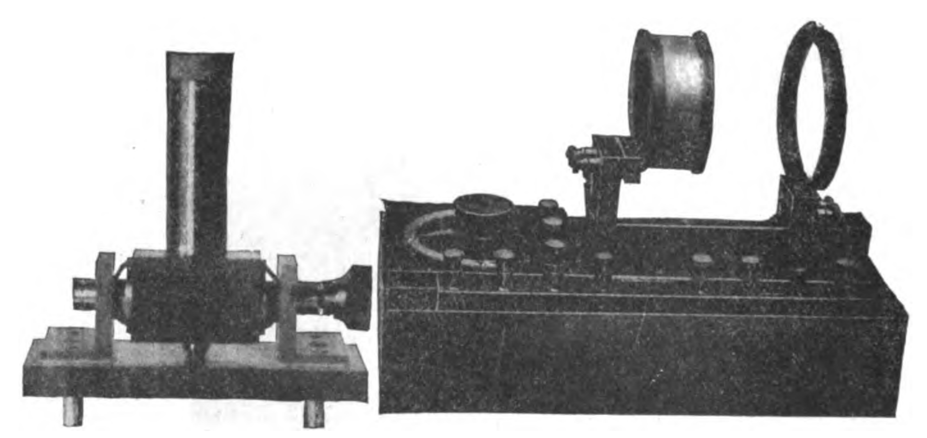


Fig. 5.
Letzte Form des Lodge-Einpunkt-Kohärer in Öl.

Fig. 6.
Empfangstransformator.

wenige — oft nicht mehr als zwei bis drei — zu Anfang übrig, wenn eine direkte Erdverbindung hergestellt wird, was für eine gute Abstimmung absolut unzulänglich ist.

Eine weitere Vorsichtsmaßregel für scharfe Abstimmung bzw. zur Verhinderung, daß die Schwingungen bei diesen hohen Frequenzen abgedämpft werden, besteht darin, daß die Leiter eine große Oberfläche dem Äther darbieten. Zu dem Zwecke müssen sie sehr fein unterteilt und isoliert verseilt sein; bei gewöhnlichen Drähten kommt nur die äußerste Oberfläche für die Leitung in Betracht; der Widerstand wird zu groß und daher auch die Dämpfung. Ferner sind, da die zu empfangende E.M.K. sehr klein ist, alle schlechten Kontakte ängstlich zu vermeiden.

Adjustieren der Abstimmung.

Im Empfänger geschieht die Abstimmung zunächst so, daß zwischen die beiden Kapazitätsflächen eine Selbstinduktionsspule von wenigen Windungen geschaltet wird, die so lange verändert werden, bis maximales Ansprechen auf den Sender eintritt. Ein kleiner Teil dieser Selbstinduktion ist zu dem Zwecke variabel, der größere Teil (aber auch nur gering) ist fest und dient als Primäre des Empfangstransformators. Diese eingeschaltete Selbstinduktion im Sender und Empfänger muß so klein wie möglich sein, da sie nicht günstig wirkt. Die Anzahl der Windungen der Sekundären des Empfangstransformators richtet sich auch nach der Wellenlänge; in besonderem Falle benutzten wir 35 Windungen in Serie mit einem großen veränderlichen Luftkondensator (Fig. 6) von meistens einigen wenigen Milli-Mikrofarads. Ein Wellenlängenunterschied von $^1/_2\,^0/_0$ genügte, um die Abstimmung zu zerstören.

Messung der Wellenlänge.

[Die Messung der Wellenlänge (besser wohl der Frequenz) geschieht in der bekannten Weise durch die Resonanzmethode vermittels der Wellenmesser mit Hitzdrahtstrommesser. Dr. E.]

Messung der Kapazität der Luftgebilde.

Die Kapazität kann direkt nach der Wheatstone-Brückenmethode gemessen werden; zwei Zweige der Anordnung sind Widerstände, die beiden anderen die Luftgebilde einerseits und ein variabler Luftkondensator andererseits. Vermittels eines Secohmmeter kann das System geladen, isoliert und entladen werden, einige 30—40 mal pro Sekunde — wobei ein passendes Galvanometer in den Brückendraht geschaltet ist, und der Kondensator so lange verändert wird, bis die Ablesung Null ist. Entfernt man die untere Kapazitätsfläche immer mehr vom Erdboden, so vermindert sich anfangs die Kapazität; dann wird sie wieder größer, weil sie sich zu sehr der oberen Kapazitätsfläche nähere. Man findet also ein Minimum, welches das Optimum ist.

Messung der Energie an der Empfangsstelle.

Für diese Messungen diente ein Duddell-Radiomikrometer. Das Instrument hat eine einzige Drahtschleife, in einem starken magnetischen Felde, mit einem Thermoelement, das durch die warme Luft, welche von einem sehr feinen kurzen Draht aufsteigt, betätigt wird.

Dieser kurze feine Draht liegt im Empfangskreis d. h. zwischen der oberen und unteren Kapazitätsfläche. Die ankommende Energie erhitzt den feinen Draht und verursacht einen Ausschlag des Instrumentes; man verändert die Selbstinduktion so lange, bis er ein Maximum wird. Man gelangt so zu einer sehr scharfen Abstimmung und, wie vorher schon bemerkt, kann dann die Koppelung mit dem Kohärerkreis sehr lose gemacht werden. Durch festere Koppelung kann man auch fremde Telegramme, die nicht abgestimmt sind, aufnehmen.

Vollkommenheit der Abstimmung.

In dieser Weise konnten wir in Hythe von einer Station in Elmer's End empfangen, während eine viel stärkere und näher gelegene Station in Dover uns nicht stören konnte. Mit 5 $^0/_0$ Wellenlängendifferenz ist auch eine sichere Mehrfachtelegraphie möglich.

Die Schärfe der Abstimmung nach dem Lodge-Muirhead-System gestattet zwischen Burma und den Andamaninseln — Entfernung über 300 engl. Meilen — mit weniger als einer Pferdekraft zu telegraphieren.

Wirkung der Erde.

Wenn die Erde ein vollkommener Leiter wäre, würde sie voraussichtlich wie ein Spiegel wirken; sie würde eine Ausbreitung der Wellen in dieser Richtung verhindern und so die Intensität irgendeines Radiators oberhalb verdoppeln; ausgenommen in Punkten wo Interferenzen stattfinden, also wo der Unterschied zwischen Energiequelle und Bild gleich einer halben Wellenlänge wäre. Diese Interferenz findet aber gerade statt bei den langen Wellenzügen, die sich für die Abstimmung eignen. Für einzelne kurze Impulse (für nichtabgestimmte Telegraphie) würde die Wirkung einer vollkommen leitenden Erde vorraussichtlich eine gute sein, z. B. bei dem leidlich gut leitenden Meerwasser; aber für abgestimmte Verhältnisse ist ersichtlich selbst das Meerwasser und erst recht die Erde schlecht. Es ist entschieden besser, sich ganz von dem Einfluß der Erde in geschilderter Weise frei zu machen. Bei größeren Entfernungen mögen die Wellen voraussichtlich auch günstig in den gut leitenden oberen Regionen der Atmosphäre reflektiert werden.

(Es folgen nunmehr Angaben über Experimente, welche den Einfluß der Veränderung des Abstandes der unteren Kapazitätsflächen vom Erdboden zeigen; ich glaube auf Wiedergabe derselben verzichten zu können. Dr. E.) In Fig. 7 und 8 sind die Diagramme von 5 Sätzen

Ablesungen (Abstände des unteren Gegengewichts: 34, 27, 20, 13, und wieder 34 engl. Fuß) wiedergegeben. Die erkennbare Verschiebung der Kurve Nr. 5 erwies sich als ganz korrekt; der Sendekondensator war irrtümlich auf fast 1 % höhere Wellenlänge eingestellt.

Die Ausschläge des Mikroampèremeter oder Hitzdrahtinstruments sind auf den Ordinaten, die Wellenlängen auf der Abszisse aufgetragen.

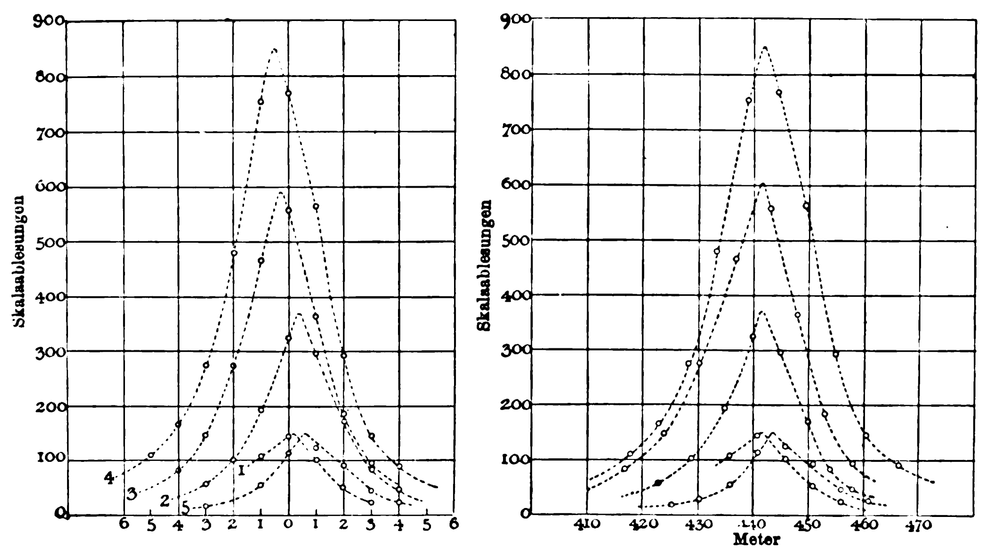


Fig. 7. Ablesungen der in Dowe empfangenen Energie nach Maßgabe von Selbstinduktion.

Fig. 8. Verbesserte Ablesungen nach Maßgabe von Wellenlängen.

Die folgende Tabelle zeigt eine Wellenlängenbestimmung bei einem Abstand des unteren Gegengewichts von 13 engl. Fuß vom Erdboden.

Selbstinduktions-einstellung	Kondensator-ablesung	Wellenlängen	
		durch Messung	durch Kurve
23	3·8	418	418
24	3·9	423	423
25	4·0	427	428·5
26	4·1	435	433·5
27	4.2	440	439
28	4·3	445	444·5
29	4·4	450	449·5
30	4.5	455	455·0
31	4·6	461	460·5
32	4·7	467	466·5

Die Kurve in Fig. 9 sieht wie eine gerade Linie aus, erweist sich aber bei näherer Untersuchung anderer Aufnahmen als Stück einer wirklichen Kurve, wie es sein muß.

Fig. 10 und 11 zeigen weitere Diagramme (die ohne weiteres verständlich erscheinen. Dr. E.)

Abstimmung wird ersichtlich durch die Erdverbindung aufgehoben. Um eine Vorstellung von den quantitativen Verhältnissen zu geben,

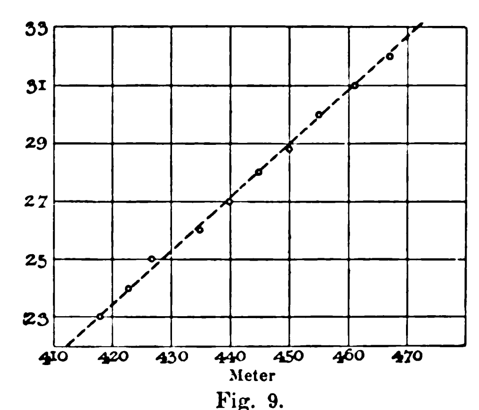


Fig. 9.
Wellenlängebestimmungen entsprechend verschiedenen Selbstinduktionen.

sei bemerkt, daß eine Kalibrierung des Energieempfangsinstrumentes zeigte, daß eine Ablenkung von 400 Skalenteilen 3 Milliampère entsprachen. Fig. 12 zeigt das Diagramm der Kalibrierung.

Empfangener Bruchteil der Senderenergie.

In einem besonderen Falle betrug der in Downe empfangene Strom 4,6 Milliampère und der Widerstand des Hitzdrahtes 20 Ohm. Dies entspricht temporär 21 Mikrowatts. Die nominelle Senderstärke an der Elmers Endstation betrug 400 Watt; aber natürlich muß wegen der intermittierenden Aussendung die Stärke im Augenblick des Sendens ganz anders geschätzt werden. Eine rohe Schätzung ergibt für den Wirkungsfaktor den Wert 10^{-9} bei einer Überlandentfernung von 7 engl. Meilen.

Kapazitätsmessungen in verschiedenen Höhen.

Fig. 13 zeigt nochmals den früher beschriebenen Einfluß der Entfernung der unteren Kapazitätsfläche vom Erdboden. Das erwähnte

Fig. 10. Energiediagramm in Downe mit dem unteren Luftgebilde in verschiedenen Höhen. Wellenlänge 440 m.

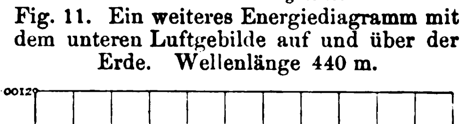


Fig. 11. Ein weiteres Energiediagramm mit dem unteren Luftgebilde auf und über der Erde. Wellenlänge 440 m.

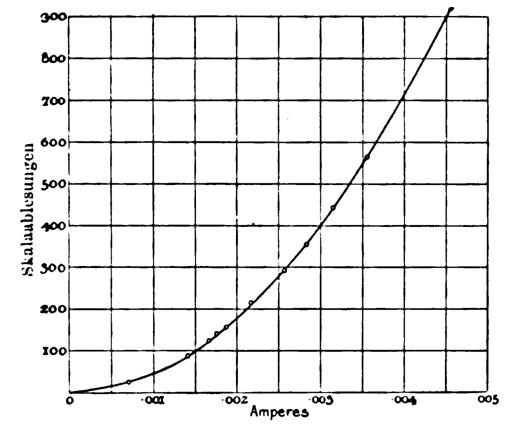


Fig. 12.
Kalibrierungsdiagramm des in Downe benutzte Energiemessers.

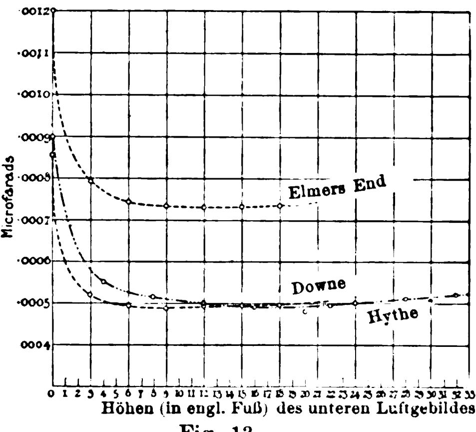


Fig. 13.
Diagramm der gemessenen Kapizität bei verschiedener Höhe der unteren Kapazitätsfläche (Gegengewicht) vom Erdboden.

Minimum (Optimum) ist hier bei 9 engl. Fuß Abstand der unteren Kapazitätsfläche (Gegengewicht) vom Erdboden. Dieses Minimum (Optimum) ist bei verschiedenen Stationen verschieden; in Elmer's End lag es bei 12 Fuß, in Hythe bei 20 Fuß, in Downe bei 6 Fuß über der Erde.

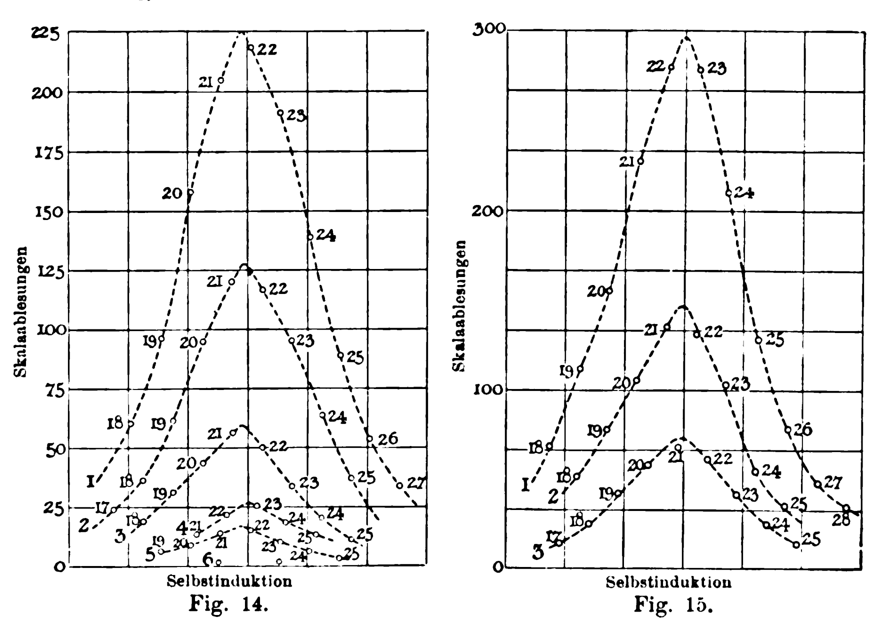


Fig. 14. Fig. 15.

Veränderte Höhe der oberen Fläche bei gleicher Höhe der unteren Fläche vom Erdboden.

Fig. 14.

1	Elmers End ob. Fläche	ganze Höhe	Downe ob. Fläche	ganze Höhe	Wellenlänge	410 m
2	,, ,, ,, 3/4	,, ,,	,, ,,	,, ,,	,,	410 ,,
3	,, ,, ,, 3/4	,, ,,	,, ,,	,, ,,	,,	410 ,,
4	,, ,, ,, 1/2	,, ,,	,, ,, 3/4	,, ,,	,,	420 ,,
5	,, ,, ,, 1/2	,, ,,	,, ,, 1/2	,, ,,	,,	420 ,,
6	,, ,, ,, 1/4	,, ,,	,, ,, 1/4	,, ,,	,,	440 ,,

Fig. 15.

1	Elmers End ob. Fläche	ganze Höhe	Downe ob. Fläche	ganze Höhe	Wellenlänge	410 m
2	,, ,, ,, 7/8	,, ,,	,, ,, 7/8	,, ,,	,,	410 ,,
3	,, ,, ,, 3/4	,, ,,	,, ,, 3/4	,, ,,	,,	410 ,,

Einfluß der veränderten Höhe der oberen Kapazitätsfläche.

Die beste Lage der oberen Fläche ist praktisch sehr wichtig. Wie Figuren 14 und 15 zeigen, wird mit verminderter Höhe die Abstimmung weniger scharf und auch die Empfangsenergie nimmt natürlich schnell ab.

In Fig. 16 ist das Maximum der in Downe empfangenen Energie bei bester Abstimmung eingezeichnet mit den Höhen der oberen Fläche als Abszissen.

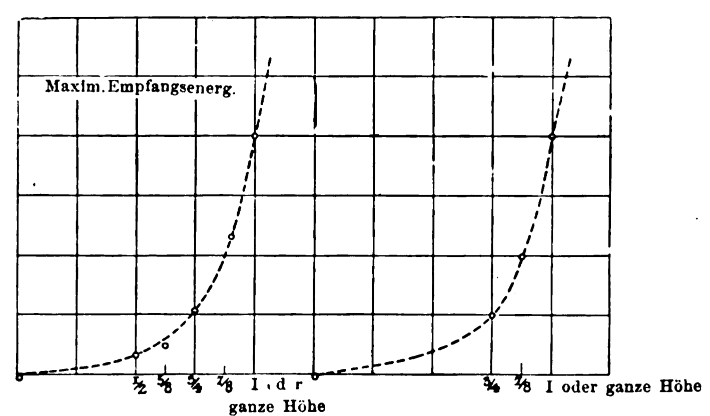


Fig. 16. Maximale Empfangsenergie in Downe nach Maßgabe der Höhe (Abszissen) des oberen Luftgebildes.

Eine weitere Versuchsreihe wurde angestellt, um die Wirkung der Veränderung der Größe der Flächen bei konstanten Höhen zu er-

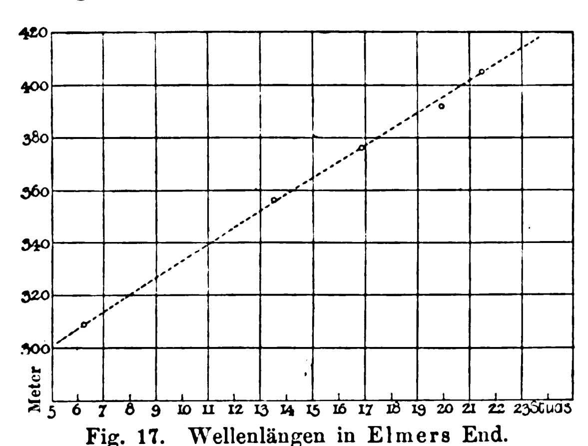


Fig. 17. Wellenlängen in Elmers End.

mitteln. Die Wellenlänge wurde dadurch natürlich beträchtlich geändert. Es war aber nicht erforderlich, an der Empfangsstelle auch die Flächen zu ändern, sondern die Abstimmung wurde lediglich durch veränderte Selbstinduktion erzielt.

Fig. 18 zeigt das Schema der Aufnahmen. Bei den beiden Kurven rechts, die sehr nahe zusammenliegen, betrugen die Wellenlängen 392 und 405 m also wenig über 3 % Differenz. Trotzdem war eine absolut sichere Selektion möglich, besonders bei loser induktiver Koppelung. In Fig. 19 haben wir den umgekehrten Fall, d. h. die Flächen im Sender sind unverändert und die Flächen im Empfänger haben verschiedene Größe. Um zu ermitteln, ob die empfangene Energie mehr von den linearen oder Oberflächendimensionen der Empfänger-

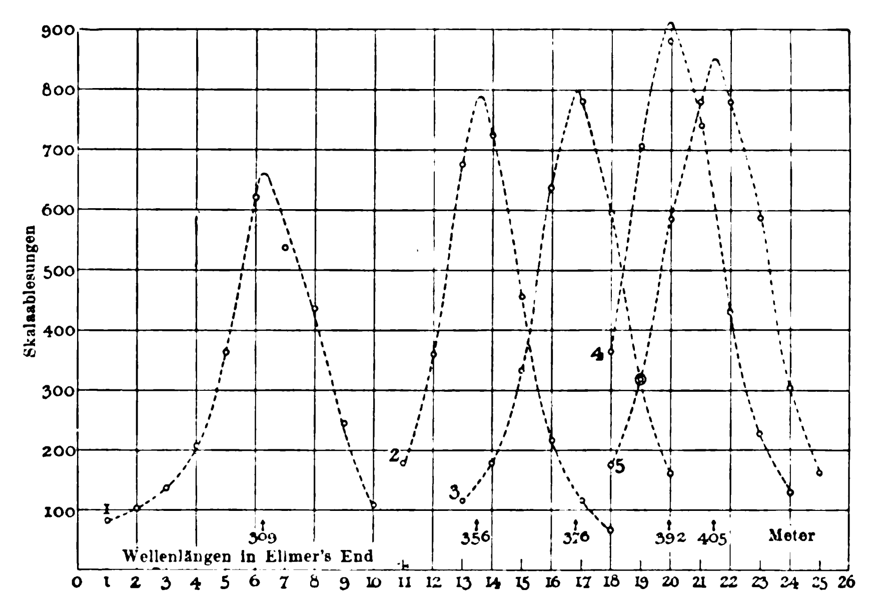


Fig. 18. Empfang in Downe mit den vollständigen Luftgebilden bei verschieden große Sendeluftgebilden in Elmers End.

luftgebilde abhängt, wurden Aufnahmen nach Fig. 20 gemacht. Kurve 1 ist für die Oberfläche, Kurve 2 für die Länge; ersichtlich hängt, wie zu erwarten, die Empfangsenergie von einem Mittel zwischen Länge und Oberfläche ab.

Fig. 21 bezieht sich auf eine größere Reihe von mühevollen Messungen. Jede Kurve stellt eine Versuchsreihe dar, zwischen einem Paar Stationen mit den unteren Flächen in verschiedenen aber korrespondierenden Höhen. In diesen Versuchen wurde das Luftgebilde auf $^3/_4$ seiner gewöhnlichen Größe reduziert, um zu sehen, ob dadurch die Empfindlichkeit wesentlich reduziert würde; es machte aber nur

sehr wenig Unterschied. Die Stationen wurden nicht jedesmal auf eine konstante Wellenlänge adjustiert (wie nach Fig. 7 oder 8) und keine Selbstinduktion wurde in Elmer's End eingeschaltet. Nach jeder neuen Einstellung der unteren Fläche hatte deshalb die emittierte Strahlung eine andere Wellenlänge. Die Wellenlängen sind als Abszissen eingezeichnet. Ein Zweck der Versuchsreihe bestand darin zu verifizieren, welche Höhe der unteren Fläche die beste Wirkung bei einer Landstation gab, und festzustellen, ob die beste Höhe wirklich der Stellung von Minimumkapazität, wie wahrscheinlich gemacht (siehe vorher) entsprach. Hierfür wurde nach Fig. 22 ein Schema der Summe

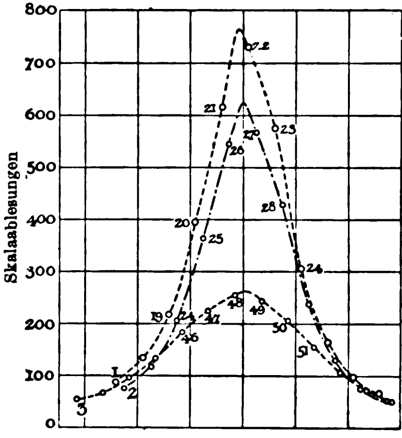


Fig. 19. Unveränderte Luftgebilde im Sender (Elmers End), verschiedene Luftgebilde im Empfänger (Downe).

der Kapazitäten der Luftgebilde an beiden Stationen gemacht, wie es Kurve 2 dieser Figur zeigt.

In der Tat entspricht maximale Empfangsenergie ziemlich gut der Minimumkapazität, d. h. in der Lage der Kapazitätsflächen, bei der die Erde so wenig wie möglich interferiert.

Wir hoffen eine Mitteilung über einige theoretische Betrachtungen später zu machen.

Zusatz. Februar 1909. In vorstehend berichteten Versuchen wurde ein wichtiges Abstimmungsexperiment, das am 14. Mai 1907 gemacht wurde, ausgelassen. An den beiden Stationen Downe und Elmer's End waren die oberen Kapazitätsflächen diagonal in zwei dreieckige Hälften geteilt; dieselben waren voneinander isoliert und jede

verbunden mit ihrer eigenen unabhängigen Sender- oder Empfänger-Anordnung. Die untere Fläche war nicht geteilt sondern verdoppelt; eine zusätzliche isolierte Fläche wurde einige Fuß über der gewöhnlichen Fläche angebracht. Auf diese Weise hatten wir auf jeder Seite Doppelstationen mit verschiedenen Wellenlängen.

Zwei automatische Sender in Elmer's End wurden dann in Gang gesetzt, um gleichzeitig zu telegraphieren, der eine das Wort „Liver-

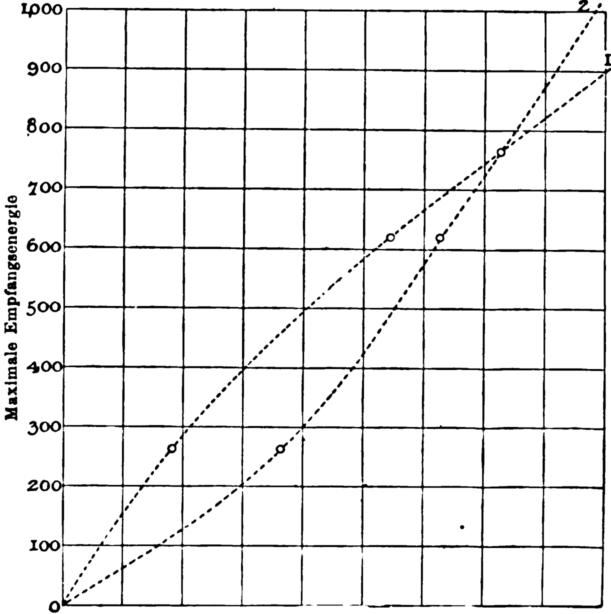


Fig. 20. Energiediagramm (Empfänger).

pool" der andere das Wort „Steamships". Zwei unabhängige Empfänger in Downe, jeder induktiv gekoppelt mit einer der Luftgebildehälften daselbst, empfingen nun gleichzeitig getrennt die differenten Worte ohne irgendwelche gegenseitige Störung, ein Beweis, daß nach unserem System sichere Mehrfachtelegraphie [1]) ausgeführt werden kann

1) Auf den meiner Leitung unterstellt gewesenen Braun-Siemens Ostseeversuchsstationen wurde 1904/1905 dem Torpedoversuchskommando eine sichere Mehrfachtelegraphie nach dem zuerst von Dr. Mandelstam praktisch eingeführten Prinzip der losen Kopplung demonstriert und zwar unter Benutzung nur eines einzigen Luftdrahtes für zwei abgestimmte Empfänger. Vgl. hierüber die Angaben in meinen Büchern über drahtlose Telegraphie Leipzig 1904 und London 1906. Dr. Eichhorn.

auf Grund des Abstimmungsprinzipes, das der eine von uns (Lodge) im Jahre 1897 angab. (In weiteren Zusätzen unter den Daten 8. März 1909 und 25. März 1909 berichten die Autoren noch über weitere gelungene Abstimmungsversuche; im letzteren Falle befanden sich zwei Stationen in Downe, 400 m voneinander entfernt und eine Station in Elmer's End; die eine Station in Downe diente als Empfänger, die beiden anderen als Sender. Es ergab sich, daß, selbst wenn zwei kräftige Stationen so außerordentlich nahe beieinander sind,

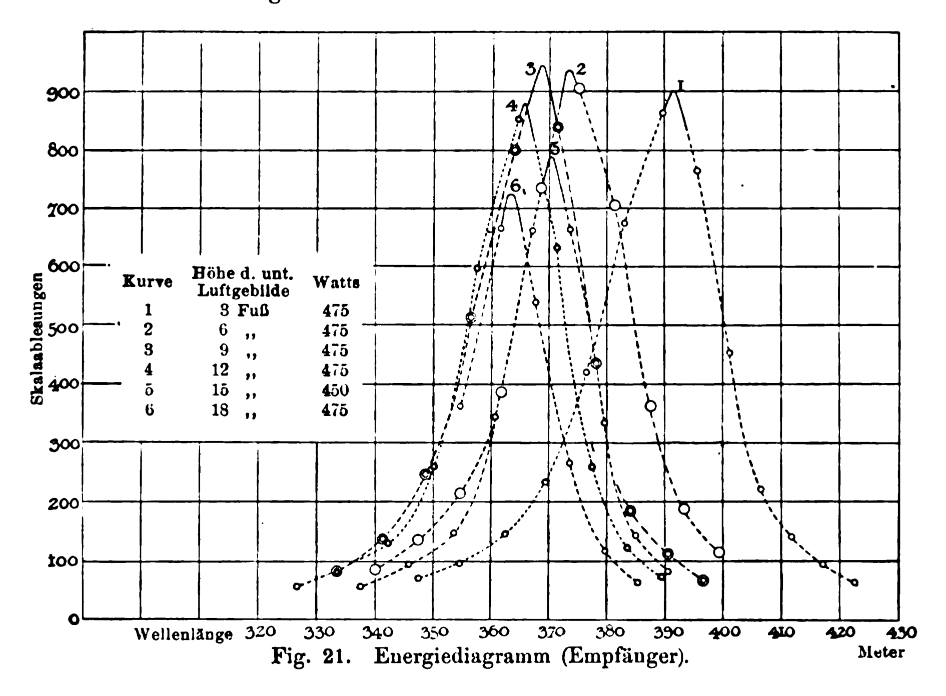


Fig. 21. Energiediagramm (Empfänger).

wie im vorliegenden Falle, ein entferntes Signal vollkommen klar gehört werden kann, ohne irgendwelche Störung, wenn nur seine Wellenlänge mehr als halb so groß ist wie bei der benachbarten Station. Die Wellen scheinen auch praktisch rein zu sein. Dr. E.)

Zusammenfassung.

1. Vollkommenheit der Abstimmung kann mit der Funkentelegraphie erreicht werden, wenn sowohl Radiator wie Empfänger, beide dauernde Oszillatoren sind, die aufeinander abgestimmt werden können.

2. Diese Oszillatoren bestehen jeder aus einem Paar isolierter

Kapazitätsflächen in gutem Abstande vom Erdboden. Eine Mitwirkung der Erde dämpft die Schwingungen und zerstört die Abstimmung.

3. Um dies zu beweisen, wurde die empfangene Energie an einer entfernten Station durch ein Duddelsches Hitzdrahtmeter gemessen; eine Serie von Messungen wurde ausgeführt mit der unteren Kapazitätsfläche in verschiedenen Höhen über dem Erdboden und auch in Verbindung mit der Erde.

4. Direkte Erdung (Land) wurde hergestellt; Abstimmung beiderseits aufgehoben, da keine anhaltende Periode freier Schwingung mehr vorhanden. Größere Anzahl von Meßresultaten wurde angegeben.

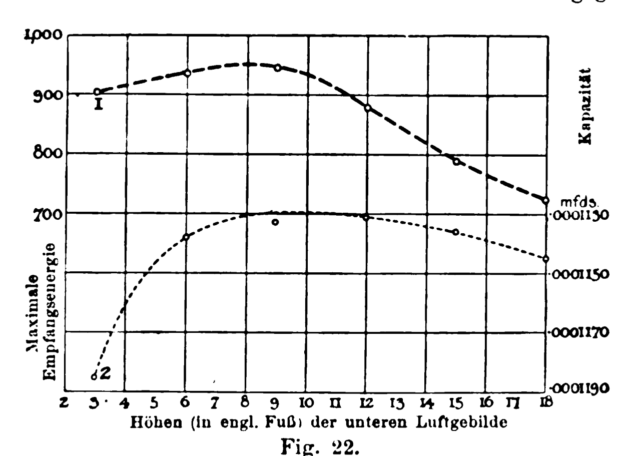


Fig. 22.

Kurve 1. Maximale Empfangsenergie gemäß Höhen der unteren Luftgebilde. Daten von Fig. 21.

Kurve 2. Kapazität von Stationen in Elmers End und Downe zusammen, gemäß Höhen der unteren Luftgebilde (Kurve umgekehrt).

5. Die Empfindlichkeit eines vollständig abgestimmten Lodge-Muirhead Systems ist außerordentlich groß; geringer Kraftaufwand und im Empfänger überraschend lose Koppelung ist möglich.

6. Zwei Senderanordnungen können zugleich auf dasselbe Luftgebilde, das elektrisch in zwei Teile geteilt ist, wirken, und an der entfernten Empfangsstation können zwei Empfangsinstrumente unabhängig und gleichzeitig durch die zwei entsprechenden Hälften eines Luftgebildes daselbst empfangen.

7. Unter diesen Bedingungen, ohne Erde, kann der Einfluß jeder anderen Station (selbst naher und kräftiger Stationen) ausgeschaltet werden.

Nach dem Englischen. Dr. E.

(Eingesandt 12 Juni 1909.)

Zur Kenntnis des Funkenwiderstandes.

Von **D. Roschansky.**

In einem in diesem Jahrbuch erschienenen Referat hat Jollos[1]) in sehr übersichtlicher Weise den bisherigen Stand der Frage des sogenannten Funkenwiderstandes dargestellt. Es soll daher im folgenden nur über einige neuere Fortschritte auf diesem Gebiete berichtet werden, welche zu neuen Gesichtspunkten führen, die für die richtige Auffassung des bekannten Versuchsmaterials nicht ohne Nutzen sein können. Die experimentellen Methoden, welche auf verschiedenen, aber indirekten Wegen zu interessanten, aber nicht immer gleichlautenden Resultaten führten, haben doch das physikalische Wesen der Erscheinung nicht genügend klargelegt. Daß der Funke im Vergleich zum konstanten Widerstand eine Reihe Eigentümlichkeiten aufweist, ist schon längst erkannt worden. Es wurde aber doch immer angenommen, daß die Eigenschaften des Funkens durch eine charakteristische Größe, seinen Leitungswiderstand, beschrieben werden können und daß die verschiedenen Methoden, welche über die Größe des Ohmschen Widerstandes in Kondensatorenkreisen Aufschluß geben, auch in bezug auf den Funkenwiderstand dasselbe leisten können. Es ist aber klar, daß derselbe als ein Mittelwert aufgefaßt werden muß und nur als ein solcher aus den Versuchen, welche mit Integraleffekten operieren, bestimmt werden kann. Man begegnet hier mit einer Unbestimmtheit, welche von der Unkenntnis herrührt, wie in jedem speziellen Fall der Mittelwert definiert werden muß. Denn es ist sehr wahrscheinlich, daß diese Definition von der angewandten Versuchsmethode abhängen kann. Diese Bedenken können gegen die meisten von den gebräuchlichen Methoden erhoben werden. Die Vergleichbarkeit der auf verschiedene Weise erhaltenen Resultate ist schon aus diesem Grunde nicht immer zu erwarten.

Um über die Brauchbarkeit und Leistungsfähigkeit der bisherigen Methoden ein Urteil zu gewinnen, ist es nötig, eine bestimmte Vorstellung von dem Verlauf der Elektrodenspannung des Funkens während der Entladungsdauer zu haben. Der erste Versuch, welcher in dieser Hinsicht von Heydweiller[2]) gemacht wurde und zu einer theoretischen Ableitung der Schwingungskurve führte, beruht auf einer

1) A. Jollos, Jahrb. **1**, 227, 1907.
2) Heydweiller, Ann. d. Phys. **19**, 656, 1906.

speziellen Auffassung des Entladungsphänomens. Es wurde dabei die Annahme gemacht, daß der Funke auch im Fall einer oszillatorischen Entladung, d. h. bei kleinen Widerständen im Schwingungskreise, von derselben Art ist wie der von ihm[1]) und Koch[2]) untersuchte bei einer aperiodischen Entladung auftretende Glimmstrom. Die Beziehung, welche durch die Versuche von Koch zwischen Spannung und Strom im Funken festgestellt wurde, ist durch die Gleichung

$$e = a + \frac{b}{i} \tag{1}$$

gegeben, wo mit e, i, a und b die Elektrodenspannung resp. Stromstärke und zwei der Funkenstrecke eigentümliche Konstanten bezeichnet werden. Die Konstanten waren mit denen eines Glimmstromes identisch gefunden. Diese Beziehung wurde von Heydweiller auch auf den Fall einer oszillatorischen Funkenentladung übertragen. Diese Erweiterung des Gültigkeitsbereiches der Formel (1) ist aber bedenklich, da dabei angenommen werden muß, daß ein Glimmstrom bei Stromstärken existieren kann, bei welchen im statischen Zustande diese Entladungsform nicht möglich ist, und daß bei höheren Wechselzahlen die Beziehung zwischen Strom und Spannung dieselbe Form hat wie in statischen Zuständen. Der indirekte Beweis für die Gültigkeit dieser Annahme schien in den Resultaten von Zenneck[3]) gefunden zu sein. Der nahezu geradlinige Verlauf der Amplitudenkurve wurde von Heydweiller in Übereinstimmung mit den Kurven von Zenneck theoretisch abgeleitet. Die Berechnung der Dämpfung der Schwingungen kann mittels der Gleichung (1), die durch Vernachlässigung des zweiten Gliedes auf der rechten Seite noch vereinfacht wurde, und der Thomsonschen Schwingungsgleichung ausgeführt werden, sobald die Konstante a bekannt ist. Die Versuchsergebnisse von Zenneck wurden von Heydweiller umgekehrt zur Berechnung der Größe a benutzt, und es ergab sich ein beträchtlich kleinerer Wert als der für den Glimmstrom gefundene (300 bzw. 470 statt ca. 560 Volt), was von Heydweiller auf die Unbestimmtheit des Entladungspotentials zurückgeführt wurde. Ob diese Erklärung richtig ist, sei dahingestellt. Es muß aber bemerkt werden, daß es sich bei den Versuchen von Zenneck um sehr kleine Stromamplituden (ca. 0,6 Amp. maximal) und sehr langsame Schwingungen (ca. $T = 1{,}8.10^{-4}$ Sek.) handelt und es ist

---

1) Heydweiller, Wied. Ann. **43**, 310, 1891.
2) J. Koch, Ann. d. Phys. **15**, 865, 1904.
3) Zenneck, Ann. d. Phys. **13**, 822, 1904.

daher fraglich, ob nicht die mangelhafte Übereinstimmung mit der Theorie von Heydweiller bei höheren Schwingungszahlen noch schlechter sein würde.

Eine viel plausiblere Annahme, welche qualitativ mit der Heydweillerschen zusammenfällt, ist die, daß der Funke bei der oszillatorischen Entladung ein Wechselstromlichtbogen hoher Frequenz zwischen Metallelektroden ist. Diese Auffassung wurde oft aufgestellt aber nicht einigermaßen ausführlich behandelt, wohl wegen des Mangels an einer brauchbaren Theorie des Wechselstromlichtbogens. Eine solche wurde erst im Jahre 1905 von Simon[1]) aufgestellt. Es ließen sich jetzt aus ihr manche Schlüsse in bezug auf den Spannungsverlauf

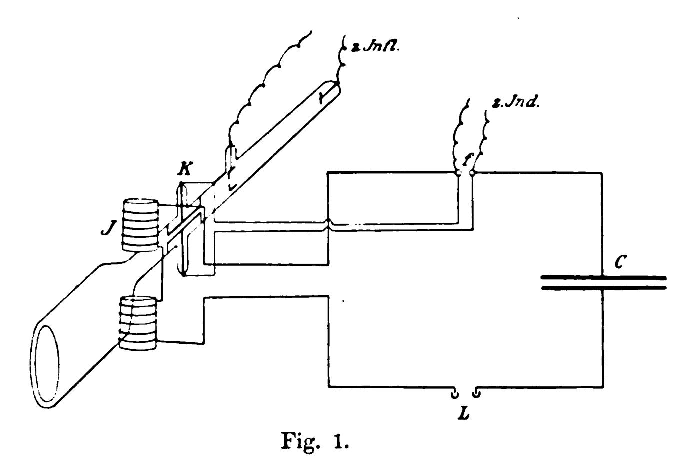


Fig. 1.

im Funken ziehen. Um aber weitere Schritte auf diesem Gebiete zu machen, war eine experimentelle Untersuchung des Spannungsverlaufs im Funken unumgänglich und es war eine solche auf Anregung von Prof. Simon von dem Verfasser unternommen.

Diese Untersuchung war mit Hilfe der Braunschen Röhre ausgeführt, welche mit einem sich im Inneren befindenden Kondensator K (Fig. 1) zur elektrostatischen Ablenkung des Kathodenstrahls versehen war. Der Kondensator bestand aus zwei Ablenkungsplatten von 8 cm Länge und 6 mm Abstand, welche von übrigen Teilen der Röhre durch Glimmerplatten abgeschirmt waren, so daß, wie Wehnelt gezeigt hat, auch bei Hochspannung eine Entladung zwischen ihnen nicht zustande kommen konnte und das elekstatische Feld zwischen den

1) H. Th. Simon, Phys. Ztschr. 6, 297, 1905.

Platten homogen blieb. Der Kondensator diente zur Spannungsmessung und war an die Funkenstrecke angeschlossen. Die Ablenkung des Fleckes auf dem Fluoreszenzschirm betrug bei 100 Volt Spannung ca. 10 mm. Diese Empfindlichkeit ist nicht groß, da die zu messende Spannung meistens kleiner als 100 Volt war, genügte aber auch für die quantitative Beobachtungen. Um den Spannungsverlauf zu erhalten, wird, nach dem Schaltungsschema, welche von Simon angegeben wurde (Fig. 1), der Kathodenstrahl noch durch den Strom im Schwingungskreise abgelenkt, was durch die magnetische Wirkung der stromdurchflossenen Spule J erreicht wird. Dadurch erfährt der Fleck gleichzeitig zwei senkrecht zueinanderstehende Verschiebungen, welche der Spannung bzw. der Stromstärke proportional sind. Die Kurve, welche auf dem Fluoreszenzschirme entsteht, ist eine e-, i-Kurve, welche die Spannung als Funktion der Stromstärke in einem rechtwinkeligen Koordinatensystem graphisch darstellt.

Da die Kapazität C von dem Induktorium aufgeladen wird, so wird der Fleck zunächst durch die langsamen Schwingungen in der Sekundärspule des Induktoriums in einen hellen Streifen in der Richtung der Spannungsablenkung ausgezogen, da während der Ladungsperiode die Stromablenkung fehlt. Ist die Entladungsspannung erreicht, so setzen die Schwingungen ein und die Elektrodenspannung im Funken fällt auf einen Wert, der viel kleiner ist als die Entladungsspannung. Es wird also der Kondensator K nur während der Ladungsdauer durch die Spannung stark beansprucht. Ist die dem Kondensator K parallel geschaltete Funkenstrecke f nicht zu lang gewählt, so daß die Entladungsspannung den für den Kondensator zulässigen Maximalwert noch nicht übersteigt, so ist die Verzerrung des Feldes im Kondensator nicht zu befürchten. Im entgegengesetzten Fall bilden sich zwischen den Ablenkungsplatten Entladungen und man erhält kein deutliches Bild auf dem Fluoreszenzschirm. In den Versuchen von Verfasser konnte die Funkenlänge nicht über 2 mm gesteigert werden.

Die Versuche[1]), welche mit dieser Anordnung ausgeführt waren, ergaben zunächst ein Resultat, welches mit der Heydweillerschen Hypothese qualitativ übereinstimmte. Es wurde für Wellenlängen über 2000 m und eine Funkenstrecke mit Zinkelektroden von ca. 1 mm Länge gefunden, daß die Spannung während des Schwingungsverlaufes nahezu konstant und im Mittel ca. 35 Volt beträgt. Es war durch dieses Resultat bewiesen, daß der Funken bei einer oszil-

1) Roschansky, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges. **39**, 162, 1907.

latorischen Entladung ein Lichtbogenphänomen ist und daß bei den untersuchten Frequenzen die Erscheinung der Lichtbogenhysteresis, welche in gewöhnlichen Wechselstromlichtbögen auftritt, nur schwach ausgeprägt ist. Daraus, daß die Spannung am Funken konstant

$$e = a$$

ist, ergibt sich zunächst wie bei Heydweiller eine lineare Abnahme der Schwingungsamplituden, wenn die Dämpfung der Schwingungen nur durch die im Funken verbrauchte Energie bedingt ist. Es läßt sich dann auch die Berechnung des Funkenwiderstandes ausführen, wenn derselbe durch die Gleichung

$$R\int_t^{t'} i^2\,dt = \int_t^{t'} e\,i\,dt$$

definiert und als ein Mittelwert für das Zeitintervall $t\,t'$ aufgefaßt wird. Es wird dann leicht gefunden, daß 1. R nicht konstant ist, sondern von dem Zeitintervall $t\,t'$ abhängig ist, daß 2. R der maximalen Stromamplitude umgekehrt proportional ist und 3., daß der Funkenwiderstand von allen den Faktoren abhängen soll, welche auf die konstante Elektrodenspannung einen Einfluß ausüben werden. Diese Resultate waren schon früher empirisch gefunden.

Zu ähnlichen Resultaten gelangte etwas später Barkhausen[1]), welcher den konstanten Spannungswert zwischen 20—40 Volt liegen fand und aus der Konstanz der Spannung dieselbe Folgerungen wie oben zu ziehen vermochte.

Während des weiteren Verlaufes der Untersuchung erwies es sich möglich die Kurven photographisch aufzunehmen, was zu einer genaueren Kenntnis der quantitativen und qualitativen Seite der Erscheinung führte. Es erwies sich auch bald, daß die Kurvenform von der Wellenlänge sehr beträchtlich abhängen kann und daß bei kleineren Wellenlängen die Beziehung zwischen Strom und Spannung eine viel kompliziertere ist. Die Kontrollversuche ergaben, daß diese Komplikationen nicht von den Fehlern der Versuchsmethode, welche wohl bei hoher Frequenz stärker hervortreten könnten, abhängen, sondern für die Erscheinung typisch sind. Da aber die Form der Kurven ziemlich kompliziert war und eine einwandfreie Deutung der Vorgänge nicht immer zuließ, so war man genötigt, nach einer anderen Versuchsanordnung zu suchen, die mehr als die oben beschriebene leisten

1) Barkhausen, Phys. Ztschr. 8, 624, 1907.

könnte. Es gelang auch bald eine Methode aufzufinden, welche die Strom- und Spannungskurven direkt zu liefern imstande war.

Der Schwingungskreis (Fig. 2) ist derselbe wie bei der ersten Versuchsanordnung. Je nachdem ob man Spannungs- oder Stromkurven erhalten will, wird aber nur die Spannungs- oder nur die Stromablenkung benutzt und dem Fleck in der zu der entsprechenden Ablenkung senkrechten Richtung noch eine Geschwindigkeit erteilt, die für das Auseinanderziehen der Kurven ausreichend war. Diese letzte aperiodische Bewegung des Fleckes wird durch eine aperiodische Entladung bewirkt, welche in einem zweiten Kreis (II) sich ausbildet. Der Kreis II wird an dieselbe Funkenstrecke f geschaltet wie der

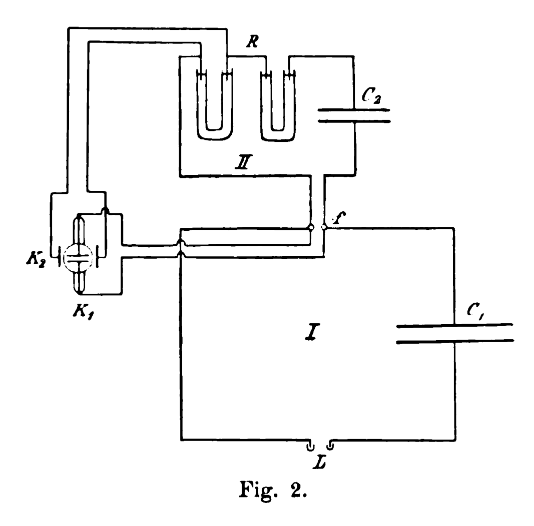


Fig. 2.

Kreis I. Beide Kreise werden also gleichzeitig aufgeladen und die Entladung setzt in beiden auch zur selben Zeit ein. Ein genügender induktionsloser Widerstand R_2 macht die Entladung aperiodisch. Die Spannung, welche sich bei der Entladung auf den Enden des Widerstandes R_2 oder eines Teiles desselben ausbildet, wird zur Ablenkung des Fleckes benutzt. Derselbe wird also, nachdem die Funkenstrecke durchbrochen ist, einerseits durch die periodische Entladung des Kreises I in Schwingungen versetzt, andererseits mittels eines zweiten Ablenkungskondensators K_2 zuerst nach der einen Seite des Schirmes abgelenkt, um dann nach seiner Ruhelage zurückzugehen. Die Geschwindigkeit dieser letzten Bewegung hängt von der Kapazität, Selbstinduktion und dem Widerstande des Kreises II ab, auch ist sie nicht

konstant, sondern nimmt mit der Zeit ab; es ist also die Kurve am Rande des Schirmes stärker ausgezogen, in der Nähe der Ruhelage des Fleckes aber mehr zusammengedrängt. Durch Veränderung der Konstanten des Kreises II kann aber erzielt werden, daß in dem sichtbaren Gebiet der Kurven die Geschwindigkeit des Flecks sich nur wenig ändert. Die geschilderte Methode erlaubt die Spannungs- sowie auch die Stromkurven aufzunehmen [1]).

Das Studium der Kurven wird durch die photographischen Aufnahmen derselben sehr erleichtert. Wenn der Fleck genügend lichtstark ist, so reicht bei günstigen Versuchsbedingungen schon die Expositionszeit von 3 Minuten um ein genügend lichtstarkes Negativ zu erhalten. Es ist dies eine Folge der erstaunlichen Regelmäßigkeit mit der sich die aufeinanderfolgende Entladungsvorgänge abspielen; denn das erhaltene Kurvenbild wird durch die Übereinanderlagerung einer großen Zahl sukzessiver Bilder hervorgerufen, die bei jeder Entladung auf dem Schirme entstehen. Es ist gewiß daß die höchsten von dem Verfasser untersuchten Schwingungszahlen (Wellenlänge $\lambda = 100$ m) noch keine obere Grenze für die Anwendung der beschriebenen Methode darstellt. Zur Aufnahme der Bilder diente ein lichtstarkes Objektiv von Zeiss (Aplanar $^1/_4$ F. 225 mm) und die empfindlichsten Platten (Ilford-Monarch- und Lumière-Σ-Platten). Um die Ausmessung der Spannungskurven zu ermöglichen, wurde auf denselben noch eine Ablenkung des Fleckes von einer konstanten Spannung aufgenommen, welche als Maßstab bei den Messungen diente.

Zur Anwendung dieser Methode muß noch folgendes bemerkt werden. Die untersuchte Funkenstrecke wird von zwei Strömen, einem periodischen und einem aperiodischen durchflossen. Dies kann nun den Anschein geben, daß die Eigenschaften des Funkens dadurch modifiziert sein können. Es ist aber klar, daß die Stromstärke im Kreise II gegen die in dem Kreise I verschwindend klein gemacht werden kann; daher muß auch der Einfluß der aperiodischen Entladung auf den Spannungsverlauf im Funken nur gering sein. Ein anderer Umstand ist von größerer Bedeutung. Die Spannung an der Funkenstrecke f ändert sich periodisch, so daß der Kreis II immer eine periodische elektromotorische Kraft enthält, deren Wirkung als eine periodische Störung auf die aperiodische Entladung sich lagert. Es kann dadurch die erhaltene Kurve deformiert werden. Wenn diese Wirkung nicht

---

1) Eine ähnliche Methode zur objektiven Darstellung der Schwingungskurven wurde auch von Mandelstam vorgeschlagen. L. Mandelstam, Jahrb. 1, 126, 1907.



beträchtlich ist, so hängt das davon ab, daß die Entladungsspannung viel größer als die Funkenspannung im stromdurchflossenen Kreise.

Die beiden Methoden liefern also drei Arten von Kurven: Spannungskurven des Funkens, Schwingungskurven und die dynamischen Charakteristiken des Funkens. Diese verschiedenen Kurvenarten dienen zur gegenseitigen Kontrolle und erlauben die ziemlich komplizierten Vorgänge besser zu deuten. Denn die Spannung wird einerseits als Funktion der Stromstärke, andererseits als Funktion der Zeit bestimmt. Die Stromkurven, welche die Dämpfung der Schwingungen direkt ergeben, liefern, wenn auch indirekt, noch einen Hinweis auf den Charakter des Spannungsverlaufes.

Die von dem Verfasser erhaltene Kurven[1]) weisen eine stark ausgesprochene Abhängigkeit des Spannungsverlaufes von der Frequenz auf. Bei Wellenlängen, welche 2000 m überstiegen, war in Übereinstimmung mit den früheren Ergebnissen gefunden, daß die Elektrodenspannung im Funken von den Versuchsbedingungen, wie die Frequenz, Selbstinduktion, Kapazität und Stromstärke nahezu unabhängig ist und bei Funkenstrecken mit Zinkelektroden von 0,5—2,0 mm Länge ca. 30 bis 40 Volt beträgt. In dem kleinen Bereich der Funkenlängen, welche noch dem Ablenkungskondensator der Braunschen Röhre parallel geschaltet werden dürften, konnte die Abhängigkeit der Spannung von der Funkenlänge nicht mit Sicherheit konstatiert werden. Es kann aber bestimmt behauptet werden, daß die Funkenspannung nicht proportional mit der Funkenlänge anwächst. Es mag sein, daß die Abhängigkeit der Spannung von der Funkenlänge ähnlich wie bei Lichtbögen durch eine lineare Funktion dargestellt werden kann. Diese Resultate sind aus der Tabelle 1 zu ersehen, wo durch λ, C, L, f und e die Wellenlänge, resp. Kapazität, Selbstinduktion, Funkenlänge und Funkenspannung bezeichnet werden.

Tabelle 1.

Nr.	λ in m	C in cm	L in MH	f in mm	e in Volt
1	2100	4800	310	1,0	34
2	3400	9600	310	0,5	30
3	4300	9600	550	1,0	31
4	5300	4800	1600	0,5	32
5	7500	9600	1600	1,5	36

1) Die Beschreibung der experimentellen Ergebnisse sowie die theoretische Behandlung der Frage ist zum Teil dem Aufsatz des Verfassers in der Phys. Ztschr. (**9**, 627, 1908) entnommen.

Bei kleinen Stromstärken ist die Spannung nicht völlig von der Stromstärke unabhängig, sondern wächst im Moment wo der Strom durch Null geht und sein Zeichen wechselt, schnell in die Höhe, erreicht einen Wert, der etwas größer ist wie die mittlere Spannung (unter diesem Ausdruck ist hier die Spannungsgröße in der Nähe der maximalen Stromstärke gemeint), sinkt dann ziemlich schnell auf den konstanten Mittelwert e_m und behält ihn längere Zeit (vgl. Fig. 3). Nur wenn der Strom wieder dem Nullwerte nahe kommt, fängt auch die Spannung an abzunehmen und wird mit der Stromstärke zugleich Null. Ein Anwachsen der Spannung und zweites Maximum in der Spannungskurve, wenn die Stromstärke sich dem Nullwerte nähert, wie es bei dem gewöhnlichen Kohlelichtbogen vorkommt, wurde hier niemals beobachtet. Die mittlere Spannung scheint bei geringer

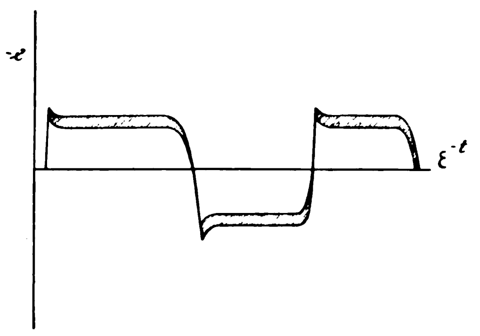


Fig. 3.

Dämpfung der Schwingungen von der Amplitude nicht abzuhängen. Bei den Charakteristiken lagern sich die Kurvenbilder der sukzessiven Schwingungen übereinander, so daß ein gerader Streifen entsteht, welcher der Stromachse parallel läuft. Doch bildet sich hier (Fig. 4) im Gebiete der kleinen Stromwerte eine deutliche Schleife, woraus zu ersehen ist, daß die Spannungskurve streng genommen nicht aus geraden Linienstücken besteht und die Spannung sich nicht sprungweise, sondern kontinuierlich ändert. Diese Abhängigkeit des Spannungsverlaufes von der Stromstärke äußert sich am auffallendsten bei kleinen Stromamplituden und starker Dämpfung, da dabei die Schleifen, welche den einzelnen Schwingungen entsprechen, sich nicht überlagern. In diesem Fall kann man beobachten, daß auch die Spannung, welche dem Maximalwert der Stromstärke entspricht, bei Abnahme der Stromamplituden in die Höhe rückt wie in der Fig. 5 angegeben ist, was

durchaus den bei gewöhnlichen Lichtbogen beobachteten Verhältnissen entspricht.

Geht man zu höheren Schwingungszahlen, so erhält man andere Kurvenformen, die stetig ineinander übergehen. Bei Schwingungszahlen zwischen 10^5 und 10^6 erhält man solche Übergangsformen

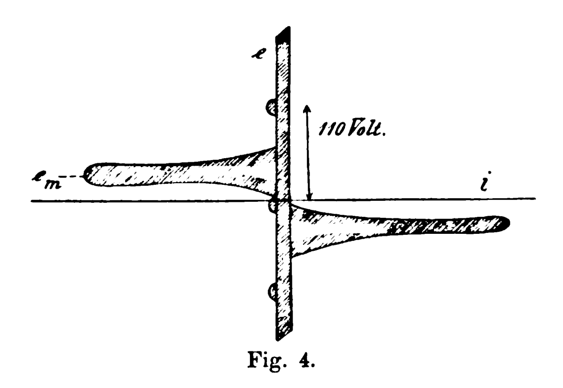


Fig. 4.

wie in Fig. 6. Die Spannung steigt nicht so schnell, wie bei den früher behandelten Fällen, erreicht einen Maximalwert und sinkt dann fortwährend, zuerst langsamer, dann immer schneller, bis sie mit dem Strom zugleich Null wird. Es gibt hier überhaupt keine Strecke, auf der eine konstante Spannung herrschte. Auch eine andere Eigentüm-

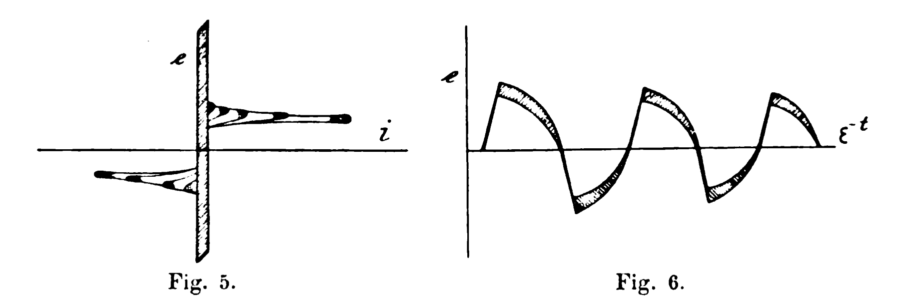


Fig. 5. Fig. 6.

lichkeit ist bei diesen Kurven zu bemerken. Die Spannungswerte, die bei den ersten Schwingungen auftreten, sind immer etwas höher als die bei den nachfolgenden; sie sind jetzt nicht von der Amplitude unabhängig und steigen auch nicht bei abnehmender Stromstärke, sondern nehmen, wenigstens bei den ersten Schwingungen, mit der Stromamplitude zugleich etwas ab. Der Mittelwert der Spannung kann

während der ersten Schwingungsperiode erheblich größer sein als 35 Volt, und erreicht eine Größe von 60 Volt und darüber; es kommen bei den späteren Schwingungen aber auch Werte vor, die kleiner als 30 Volt sind. Es ergeben sich daraus sehr komplizierte Verhältnisse, bei denen der Energieverbrauch in der Funkenstrecke nicht ohne weiteres berechnet werden kann. Die Form der Charakteristiken ist auch eine viel kompliziertere und ist aus den erhaltenen Kurvenbildern nicht immer deutlich abzulesen, da nur diejenigen Teile des Bildes, wo sich die Kurven übereinander lagern, ganz deutlich zum Vorschein kommen. Der Einfluß verschiedener Versuchsbedingungen auf die Spannungsgröße ist nicht mit Bestimmtheit festzustellen, da sich über diese Wirkungen immer der Einfluß der Stromamplitude lagert. Auch ist das Versuchsmaterial noch nicht ausreichend, um die quantitative Seite der Frage zu beleuchten.

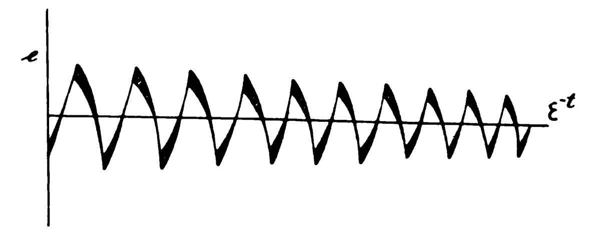


Fig. 7.

Noch merkwürdiger gestalten sich die Erscheinungen bei noch höheren Schwingungszahlen, die über 10^6 hinausreichen. Die kleinste Wellenlänge, die zur Untersuchung gelangte, war ca. 100 m (Schwingungszahl ca. $3 \cdot 10^6$). Die Spannungskurven weichen noch mehr von der zuerst besprochenen Form ab und scheinen einer gedämpften Sinuskurve sich zu nähern (Fig. 7). Die Kurven sind allerdings etwas asymmetrisch; die Spannung steigt etwas schneller an, als sie nachher abnimmt, und eine Ähnlichkeit mit den beschriebenen Übergangsformen ist diesen Kurven nicht abzusprechen. Doch kann jetzt von einer auch nur nahezu konstanten Spannung gar nicht mehr die Rede sein. Die Amplituden der Spannungskurven nehmen auch deutlich ab, und zwar bei den ersten Schwingungen fast genau in demselben Verhältnis, wie die der Stromkurve. Der Funkenwiderstand scheint bei diesen hohen Schwingungszahlen eine reelle Bedeutung zu gewinnen und sich einer konstanten Größe zu nähern. An den Charakteristiken zeigt sich dieses Verhalten der Funkenstrecke sehr ausgeprägt. Läßt man zuerst

auf den Kathodenstrahl nur den Strom einwirken, so entsteht auf dem Schirm eine gerade Linie; schaltet man aber jetzt parallel zu der Funkenstrecke den Kondensator der Braunschen Röhre ein, so kommt noch die Spannungsablenkung hinzu, und man könnte bei dem ersten Anblick des Kurvenbildes, das jetzt entsteht, sagen, daß es auch eine gerade Linie sei, die nur um einen Winkel gegen die frühere gedreht ist, was der Charakteristik eines konstanten Widerstands entspräche. Sieht man sich diese Kurven aber genau an (vgl. Fig. 8), so findet man, daß es sich hier nur um eine Annäherung handelt, und daß die Kurven eine Ähnlichkeit mit den Übergangsformen nicht ganz verloren haben. Die Spannung steigt erst etwas schneller an und zwar desto schneller, je kleiner die Stromamplitude ist, um dann mit dem Strom fast im konstanten Verhältnis abzufallen. Es kann noch nicht mit Bestimmtheit gesagt werden, ob die Spannungsamplitude in den

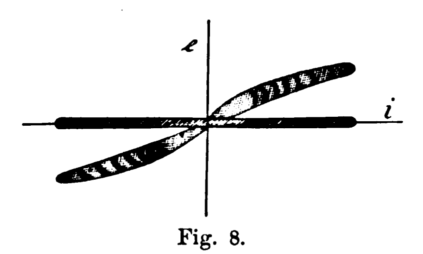


Fig. 8.

untersuchten Fällen bis auf Null abnimmt, oder auch bei den kleinsten Stromwerten noch einen endlichen Wert behält. Der Schluß aber ist unabweisbar, daß hier eine bestimmte Tendenz vorliegt, nach der bei höheren Schwingungszahlen der Funkenwiderstand einem konstanten Wert zustrebt.

Alle die Resultate, welche durch die Untersuchung der Spannungskurven und der Charakteristiken gefunden wurden, werden durch die später erhaltenen Stromkurvenbilder noch bestätigt. Je nach der Geschwindigkeit, mit der der Fleck durch die aperiodische Entladung bewegt wird, können auch die Kurven mehr oder weniger ausgezogen werden. Es sind allerdings gedämpfte sinusartige Kurven, aber wegen der häufig auftretenden Verzerrung des elektrostatischen Feldes erleiden auch die Kurvenbilder manchmal eigentümliche Veränderungen. Die Scheitelpunkte der Kurven können aber doch dazu benutzt werden, um die Abnahme der Stromamplituden und des Schwingungsdekrements zu bestimmen. Es ergaben sich dabei verschiedene Arten von

Schwingungsdämpfungen, je nach den Frequenzen mit welchen man zu tun hat.

Bei kleineren Schwingungszahlen nehmen die Amplituden fast linear ab. Würden dabei keine anderen Energieverluste, als die durch das Vorhandensein der Funkenstrecke bedingten da sein, so müßte dieses Gesetz noch strenger befolgt werden, da in diesen Fällen die Spannung im Funken konstant bleibt. Allerdings wachsen die Dekrementwerte, wenn man sie für jede Periode einzeln aus dem

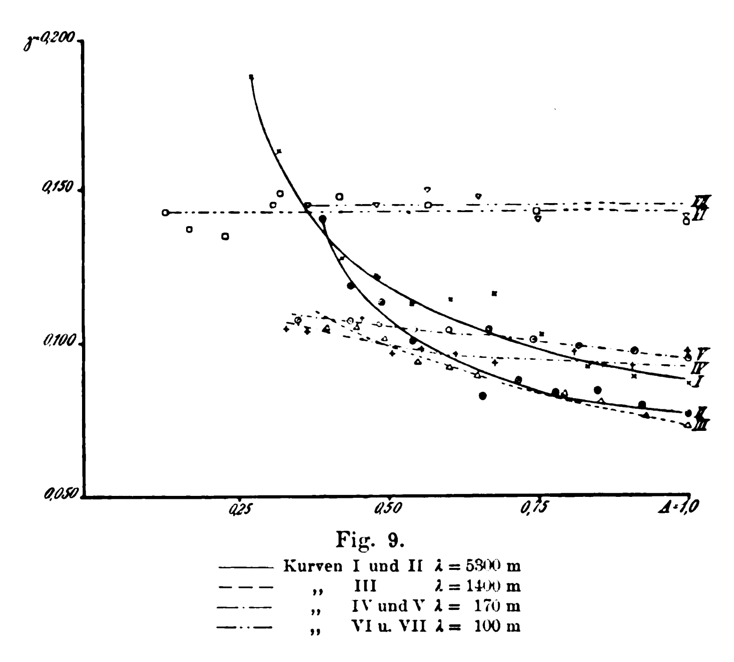


Fig. 9.

———	Kurven	I und II	$\lambda = 5300$ m
— — —	,,	III	$\lambda = 1400$ m
—·—	,,	IV und V	$\lambda = 170$ m
—··—	,,	VI u. VII	$\lambda = 100$ m

Verhältnis zweier aneinander folgenden Amplituden berechnet, stark in die Höhe.

Bei höheren Schwingungszahlen, wo die Spannungskurve eine der Übergangsformen hat, ist auch die Amplitudenkurve stärker gekrümmt und weicht von dem geradlinigen Verlauf noch mehr ab. Das Dekrement nimmt zwar auch bei Abnahme der Amplituden bedeutend zu, aber nicht in demselben Maße, wie bei kleineren Schwingungszahlen. Bei der kleinsten untersuchten Wellenlänge (100 m) ist diese Zunahme nicht mehr zu konstatieren. Auch die Amplitudenkurve wird einer Exponentialkurve sehr ähnlich, und darin findet man eine Bestätigung der früher aus-

gesprochenen Ansicht, daß bei hinlänglich großen Schwingungszahlen der Funken als ein Leiter zu betrachten ist, der das Ohmsche Gesetz befolgt.

Diese Resultate sind in der Fig. 9 graphisch dargestellt, wo die Dekrementwerte der Schwingungen als Funktionen der relativen Amplitudenwerten aufgetragen sind. Die Dekremente γ sind aus dem Verhältnisse zweier aufeinander folgenden Amplituden bestimmt; die relativen Amplitudenwerte A wurden so berechnet, daß der maximalen Amplitude der Wert 1 beigelegt wurde und die übrigen als Bruchteile dieser Einheit ausgedrückt. Die Verhältnisse, welche bei kleineren Schwingungszahlen auftreten, sind durch die Kurven I und II dargestellt (Wellenlänge $\lambda = 5300$ m); die mittleren Frequenzen sind durch die Kurve III ($\lambda = 1400$ m) repräsentiert; endlich entsprechen die Kurven IV und V (Wellenlänge 170 m), wie auch die Kurven VI, VII ($\lambda = 100$ m), den hohen Frequenzen der Schwingungen, für welche der auf der Fig. 7 abgebildete Spannungsverlauf im Funken typisch ist.

Die theoretische Erklärung der beobachteten Tatsachen läßt sich zum Teil auf Grund der Simonschen dynamischen Lichtbogentheorie geben, wenn dieselbe auf einen von einem gedämpften Wechselstrom durchflossenen Lichtbogen angewandt wird. Diese Theorie ist wohl nur eine erste Annäherung an die wirklichen Verhältnisse und es kann von ihr kaum mehr als eine qualitativ befriedigende Übereinstimmung mit den beobachteten Tatsachen erwartet werden. Sie basiert auf einigen Grundannahmen, welche sich durch ihre Einfachheit auszeichnen aber zurzeit nicht streng begründet werden können. Diese fundamentale Hypothesen führen eine neue Hilfsgröße ein, von deren Verlauf die Vorgänge im Lichtbogen abhängen sollen. Nach der Deutung, welche von Simon dieser Größe gegeben ist, muß dieselbe das Produkt der Temperatur mal Kraterfläche darstellen. Allgemeiner kann dieselbe als ein Parameter in die Theorie eingeführt werden, welcher im folgenden mit S bezeichnet wird. Über diesen Parameter werden folgende Annahmen gemacht.

1. Für einen statischen Zustand des Lichtbogens, das heißt, für einen Gleichstromlichtbogen soll die Größe S der Leistung im Lichtbogen proportional sein. Diese Beziehung gibt uns die erste Grundgleichung

$$e\,i = W S, \tag{I}$$

wo mit e und i die Spannung resp. Stromstärke bezeichnet werden

und W ein hier nicht näher zu bestimmender Proportionalitätsfaktor ist. Für dynamische Zustände muß aber eine weitere Beziehung aufgestellt werden, die auch der Veränderung der Größe S Rechnung trägt. Es wird dieser Größe eine gewisse Trägheit zugeschrieben, so daß bei deren Veränderung eine gewisse Menge Energie verbraucht oder frei wird. Um diesen Umstand zu berücksichtigen, muß in die Gleichung (I) noch ein Glied aufgenommen werden, das dem Differentialquotient der Größe S nach der Zeit proportional ist. Die Gleichung erhält dann die allgemeine Form

$$e\,i = WS + L\frac{dS}{dt}, \tag{I'}$$

wo L auch als konstant angenommen wird.

2. Der momentane Widerstand des Lichtbogens, worunter ich den Quotient $\frac{e}{i}$ verstehe, soll sowohl bei statischen wie auch bei dynamischen Zuständen nur von der Größe S abhängen. Diese Annahme führt zu der zweiten Grundgleichung

$$\frac{e}{i} = \varphi(S), \tag{II}$$

in der $\varphi(S)$ eine Funktion ist, die weiter bestimmt werden soll.

Für oder gegen diese Annahmen läßt sich von vornherein streng genommen nichts aussagen. Erst der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen kann über ihre Gültigkeit entscheiden.

Um die Funktion $\varphi(S)$ zu bestimmen, werden wir die Gleichungen (I) und (II) auf den Gleichstromlichtbogen anwenden, für den die Beziehung zwischen Strom und Spannung durch die Ayrtonsche Formel ausgedrückt werden kann:

$$e = a + \frac{b}{i}, \tag{1}$$

wo a und b nur von der Bogenlänge und zwar linear abhängen. Die Gleichungen (I) und (II) erhalten dann folgende Form

$$a\,i + b = WS \tag{2}$$

$$\frac{a\,i + b}{i^2} = \varphi(S). \tag{3}$$

Aus diesen Gleichungen läßt sich $\varphi(S)$ durch Elimination der Stromstärke i bestimmen

$$\varphi(S) = \frac{a^2 WS}{(WS - b)^2}. \tag{4}$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Gleichung (II) ein, so kommt man zu folgender Beziehung:

$$e = \frac{a^2 WS i}{(WS - b)^2}, \tag{5}$$

welche besagt, daß die Spannung nicht nur von der Stromstärke, sondern auch von dem Wert des Parameters S abhängt.

Unter Benutzung der Gleichungen (I') und (5) erhält man jetzt eine Differentialgleichung, aus der S zu bestimmen ist, sobald die Stromstärke i als Funktion der Zeit bekannt ist.

$$WS + L\frac{dS}{dt} = \frac{a^2 WS}{(WS - b)^2} \cdot i^2. \tag{6}$$

Um die Integration dieser Gleichung möglich zu machen, soll in derselben eine Vereinfachung eingeführt werden und zwar unter Berücksichtigung der von WS angenommenen Werte. Aus der Gleichung (5) ergibt sich zunächst, daß WS immer größer als b sein muß, da sonst die Spannung unendlich groß werden könnte. Denn die Gleichung (6) zeigt, daß im günstigsten Falle, wo i und $WS - b$ zugleich sich dem Nullwert nähern, die Größenordnung derselben die gleiche ist. Es muß demnach der Quotient

$$\frac{i}{(WS - b)^2}$$

in der Gleichung (5) ins Unendliche wachsen, wenn WS sich dem Werte b nähert. Bei der oszillatorischen Entladung kommen meistens sehr beträchtliche Leistungen und Stromstärken vor, und es kann im allgemeinen angenommen werden, daß WS während des Verlaufes der Schwingungen nicht unter einen Wert sinkt, der noch als sehr groß im Verhältnis zu b zu betrachten ist. Für kleinere Amplituden, wie sie bei gedämpften Schwingungen stets vorhanden sind und namentlich bei niedrigen Frequenzen auftreten, muß der Einfluß der Größe b berücksichtigt werden.

In erster Annäherung soll also angenommen werden, daß die Größe b neben WS vernachlässigt werden kann. Dann erhält die rechte Seite der Gleichung (6) eine einfache Form, welche die Integration derselben möglich macht. Setzt man nämlich $(WS)^2 = Y$, so geht die Gleichung (6) in eine lineare mit konstanten Koeffizienten über:

$$Y + \left(\frac{L}{2\,W}\right)\frac{d\,Y}{d\,t} = a^2\,i^2. \tag{7}$$

Die Integration dieser Gleichung kann ausgeführt werden, wenn i als Funktion der Zeit bekannt ist. Was den periodischen Anteil der Stromfunktion anbetrifft, so kann er ohne weiteres einer einfachen harmonischen Funktion gleichgesetzt werden. Der andere aber, der die Abnahme der Schwingungsamplituden bestimmt, fällt je nach dem Verlauf der Spannung am Funken verschieden aus. Qualitativ führen aber alle hier möglichen Annahmen über das Gesetz, nach dem die Schwingungen abklingen, zu ähnlichen Resultaten, so daß wesentlich die Frage der Zweckmäßigkeit über das zu wählende Gesetz entscheidet. Am übersichtlichsten gestalten sich die Rechnungen, wenn angenommen wird, daß die Amplituden nach einem Exponentialgesetz abnehmen, was auch um so näher die Tatsachen trifft, je mehr die Energieverluste in den übrigen Teilen des Schwingungskreises die im Funken auftretenden überwiegen. Wir setzen also im folgenden

$$i = i_0\,\varepsilon^{-\alpha t}\sin\omega\,t. \tag{8}$$

Bei dieser Annahme erhält man für Y folgende lineare Differentialgleichung

$$Y + \left(\frac{L}{2\,W}\right)\frac{d\,Y}{d\,t} = a^2\,i_0^{\,2}\,\varepsilon^{-2\alpha t}\cdot\sin^2\omega\,t. \tag{9}$$

Wenn $\frac{W}{L}$ nicht gleich α ist, dann ist die allgemeine Lösung dieser Gleichung

$$Y = C\,\varepsilon^{-\frac{2W}{L}t} + \frac{a^2\,i_0^{\,2}\,\varepsilon^{-2\alpha t}}{2\left(1-\frac{\alpha L}{W}\right)}\left(1-\sin\psi\sin(2\,\omega\,t+\psi)\right) \tag{10}$$

wo ψ durch die Gleichung

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{\frac{W}{L}-\alpha}{\omega} \tag{11}$$

definiert ist.

Die Integrationskonstante C ist so zu bestimmen, daß für den Anfangszustand $Y_0 = 0$ ist. Dann kann die Lösung in folgender Form geschrieben werden

$$Y = \frac{a^2\,i_0^{\,2}\,\varepsilon^{-2\alpha t}}{2\left(1-\frac{\alpha L}{W}\right)}\left\{1-\sin\psi\sin(2\,\omega\,t+\psi)-\cos^2\psi\,\varepsilon^{-2\operatorname{tg}\psi\cdot\omega t}\right\}. \tag{12}$$

Der Verlauf der Größe Y hängt von dem Winkel ψ ab, und dieser ist nach der Gleichung (11) von der Frequenz abhängig. Die Gleichung (11) kann in folgender Form geschrieben werden

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{W}{L \omega} - \frac{\gamma}{2 \pi}, \tag{11'}$$

wo γ das logarithmische Dekrement der Schwingungen ist. In allen praktisch wichtigen Fällen ist γ ein Bruchteil der Einheit, so daß das zweite Glied auf der rechten Seite der Gleichung (11′) im allgemeinen sehr klein gegen eins angenommen werden kann. Man sieht daraus, daß, wenn $\operatorname{tg} \psi$ selbst nicht sehr klein ist, daß dann das zweite Glied auf die Größe des Winkels ψ fast gar keinen Einfluß hat. Aus demselben Grunde ist in diesem Fall

$$\frac{\gamma \omega}{2 \pi} \cdot \frac{L}{W} = \frac{\alpha L}{W}$$

klein gegen eins. Es sei noch bemerkt, daß der Ausdruck

$$2 \operatorname{tg} \psi \cdot \omega t = 4 \pi \cdot \operatorname{tg} \psi \cdot \frac{t}{T},$$

der in der Gleichung (12) auftritt, in diesen Fällen schon während der ersten Schwingungen viel größer als eins wird und daß daher das letzte Glied in den Klammern des Ausdrucks (12) sehr bald verschwindend klein wird.

Nach diesen Auseinandersetzungen können wir die Lösung (12) in der folgenden Form benutzen

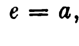
$$Y = (W S)^2 = \frac{a^2 i_0^{\,2} \varepsilon^{-2 \alpha t}}{2} \{1 - \sin \psi \sin (2 \omega t + \psi)\}. \tag{12'}$$

Setzt man den aus dieser Formel gewonnenen Ausdruck für WS in die Gleichung (5), immer noch unter Vernachlässigung der Konstante b, so wird die Spannung e durch folgende Funktion dargestellt

$$e = \frac{a \sqrt{2} \cdot \sin \omega t}{\sqrt{1 - \sin \psi \sin (2 \omega t + \psi)}}. \tag{13}$$

Für kleinere Frequenzen nähert sich ψ seinem Grenzwert $\frac{\pi}{2}$ und $\operatorname{tg} \psi$ nimmt beträchtliche Werte an. Für den Grenzfall $\psi = \frac{\pi}{2}$, der dem statischen Zustand des Lichtbogens ($\omega = 0$) entspricht, ist

$$e = a,$$



was auch aus der Ayrtonschen Formel folgt, wenn das zweite Glied auf der rechten Seite in (1) vernachlässigt wird. Bei niedrigen Frequenzen ist also die Spannung nahezu konstant und gleich a. Es kann aber gerade in diesem Falle die Konstante b nicht ganz vernachlässigt werden, denn WS schwingt fast in Phase mit i und wird bei verschwindenden Stromstärken sehr klein. Indessen läßt sich leicht übersehen, daß dieser Fall dem statischen Zustand nahe kommt, daß also für kleine Werte von i die Spannung viel größer als a werden muß, dagegen bei größeren Werten der Stromstärke durch die Formel (13) ausgedrückt werden kann.

Nun zeigen die experimentell erhaltenen Kurven bei größeren Wellenlängen (über 2000 m), daß die Spannung während des größten Teiles der Schwingungsdauer als konstant und von der Schwingungsperiode, Kapazität, Selbstinduktion und Stromstärke fast unabhängig

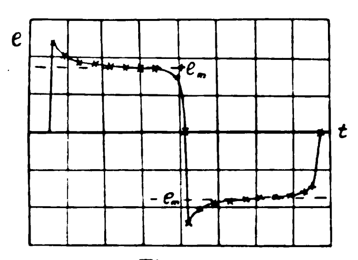


Fig. 10.

ist, und daß sich nur im Bereich der kleinen Stromamplituden eine deutliche Abweichung der Spannungsgröße von diesem mittleren konstanten Wert e_m bemerkbar macht.

Um nunmehr die theoretischen Folgerungen mit den Versuchsergebnissen zu vergleichen, sind die zugehörigen Werte der Spannung und Stromstärke aus der Formel (13) und aus der angenommenen Stromfunktion berechnet, unter der Voraussetzung, daß $\psi = 85^0$ ist und

$$\operatorname{tg} \psi = 11{,}4.$$

Aus den berechneten Werten konnte die Spannungskurve (Fig. 10) und die dynamische Charakteristik (Fig. 11) des Funkens für den entsprechenden Fall konstruiert werden. Es zeigt sich, daß sie den beobachteten sehr ähnlich sind. Der Ausdruck (13) zeigt auch, daß der mittlere Spannungswert nur von a, d. h. von der Funkenlänge und dem Elektrodenmaterial abhängen kann.

Bei kleineren Stromstärken, deren Bereich auf den beobachteten Kurven nur bei starker Dämpfung der Schwingungen zum Vorschein kam, ist aber die Größe b gegen WS nicht mehr als verschwindend klein anzunehmen. Um deren Einfluß auf die mittlere Spannung zu

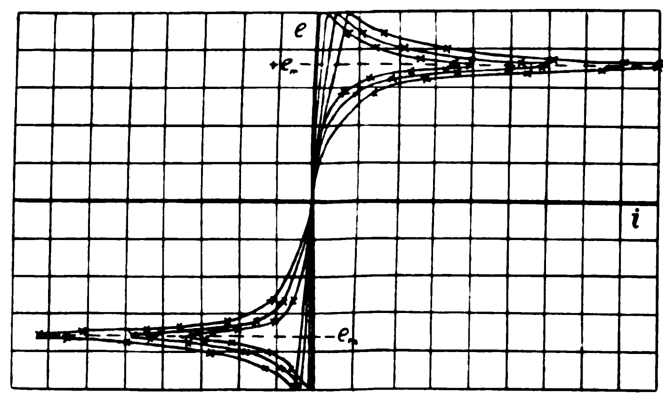


Fig. 11.

übersehen, setzen wir den aus (12) gewonnenen Ausdruck für WS in die Gleichung (5). Es kann jetzt der Verlauf der Spannung e' bei kleineren Amplituden durch folgende Formel dargestellt werden:

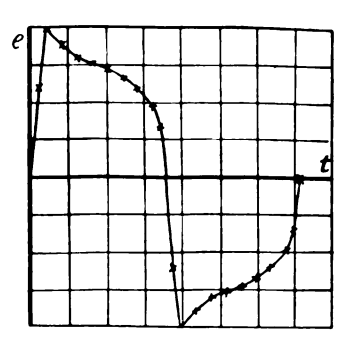


Fig. 12.

$$e' = \frac{e}{[1 - \varepsilon^{\alpha t}\,\Psi(t)]^2}, \tag{14}$$

in der e durch den Ausdruck (13) ersetzt werden muß und zur Abkürzung

$$\frac{b\sqrt{2}}{a\,i_0\sqrt{1-\sin\psi\sin(2\,\omega\,t+\psi)}} = \Psi(t)$$

gesetzt ist.

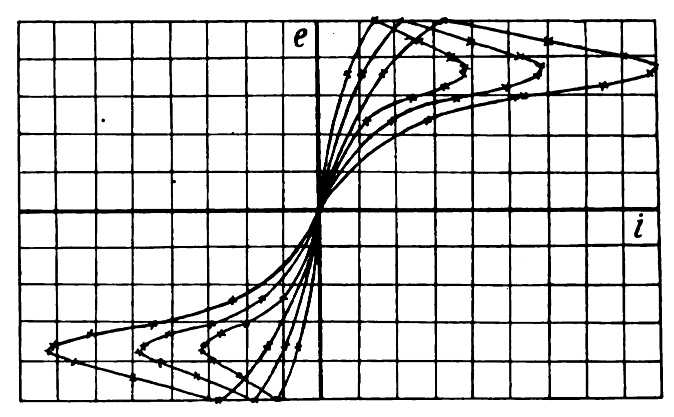


Fig. 13.

Da $\Psi(t)$ eine periodische Funktion der Zeit, so nimmt der Nenner auf der rechten Seite der Gleichung (14), bei Abnahme der Schwingungsamplituden ab und die mittlere Spannung e'_m muß ansteigen, was auch mit den Beobachtungen im Einklang ist[1]).

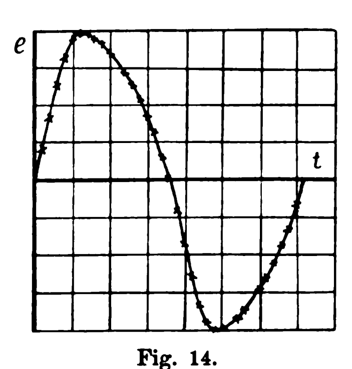


Fig. 14.

Bei höheren Frequenzen muß $\operatorname{tg}\psi$ und ψ abnehmen und es ist zu erwarten, daß die Theorie hier auch Spannungskurven angibt, die

---

1) Vgl. Fig. 5.

den tatsächlich beobachteten nahe kommen. In den Fig. 12 und 13 und Fig. 14 und 15 sind zwei Arten der Kurven dargestellt. In dem einen Fall ist $\psi = 70^0$, in dem zweiten $\psi = 25^0$ angenommen. Der erste Fall soll einer Frequenz entsprechen, die ca. 4 mal so groß ist ($\mathrm{tg}\,\psi = 2{,}83$), wie in dem früher behandelten Beispiel; in dem zweiten Fall soll die Frequenz ca. 24 mal so groß sein ($\mathrm{tg}\,\psi = 0{,}467$). Würde der erste Fall einer Wellenlänge von ca. 1000 m entsprechen, so entspricht der andere einer Wellenlänge von ca. 170 m. Das sind fast genau die von mir untersuchten Frequenzen. Und wie der Vergleich mit den beobachteten Kurven[1]) zeigt, ist der Verlauf der Spannung durch die Theorie sehr genau dargestellt.

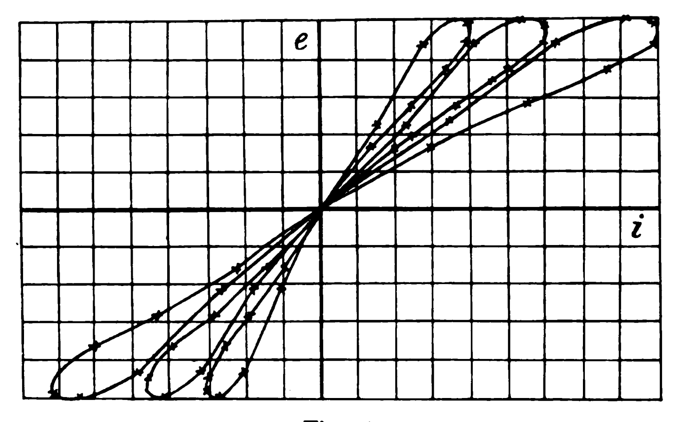


Fig. 15.

In allen diesen Fällen ist die Spannung nach (13) von der Stromamplitude unabhängig, die Spannungskurve müßte also nach der Theorie durch eine ungedämpfte Kurve dargestellt werden. Nur in dem letzten Falle ($\Psi = 25^0$) ist der Ausdruck (13) während der ersten Schwingungen durch einen allgemeineren nach der Formel (12) zu ersetzen. Aber nach Verlauf der ersten 2 Perioden werden schon die Abweichungen von der Formel (12) unmerklich klein. Die Versuche ergeben aber, daß schon bei den Wellenlängen, die bei 1000 m liegen, eine deutliche Abnahme der Spannungsamplituden bei den ersten Schwingungen bemerkbar ist, und daß bei noch kleineren Wellenlängen (170 m) die Spannungsamplituden in dem ganzen beobachteten Bereich

---

1) Vgl. Fig. 5.

sehr merklich abnehmen. Eine solche Abhängigkeit der Spannungsgröße von der Stromamplitude ist durch die Theorie nicht erklärt, und es ist zu vermuten, daß diese Erscheinung von einem Faktor herrührt, der durch die vorliegende Theorie nicht berücksichtigt ist. In welchem Sinne dieselbe modifiziert werden muß, um auch in dieser Hinsicht mit der Erfahrung in Einklang gebracht zu werden, läßt sich zurzeit nicht ermitteln.

Dagegen führt die Theorie zu einer gedämpften Spannungskurve bei verschwindend kleinen Werten von ψ. Wir werden hier noch den Fall behandeln, wenn $\psi = 0$ ist, d. h. wenn

$$\frac{W}{L\omega} = \frac{\gamma}{2\pi}.$$

Wenn $\gamma = 0{,}1$ angenommen wird, so würde dieser Fall nach der früher gefundenen Übereinstimmung ($\psi = 25^0$ und $\lambda = 170$ m) nur bei einer Wellenlänge von ca. 5—6 m auftreten.

Das allgemeine Integral der Gleichung (9) ist für diesen Fall

$$Y = \varepsilon^{-2at}\left[C + a^2 i_0^2 \alpha\left(t - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega}\right)\right].$$

Nach der früher benutzten Anfangsbedingung $Y_0 = 0$ ist auch $C = 0$; und es nimmt dann die Lösung folgende Form an:

$$Y = (WS)^2 = a^2 i_0^2 \alpha\, \varepsilon^{-2at}\left(t - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega}\right), \tag{15}$$

woraus

$$WS = a\, i_0 \sqrt{\alpha}\cdot\varepsilon^{-at}\sqrt{t - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega}}$$

gefunden wird. Der Spannungsverlauf wird also durch die Gleichung

$$e = \frac{a}{\sqrt{\alpha}}\cdot\frac{\sin\omega t}{\sqrt{t - \dfrac{\sin 2\omega t}{2\omega}}} \tag{16}$$

dargestellt, welches durch Einführung des logarithmischen Dekrements γ auch folgendermaßen geschrieben werden kann:

$$e = a\sqrt{\frac{4\pi}{\gamma}}\cdot\frac{\sin\omega t}{\sqrt{\dfrac{4\pi t}{T} - \sin 2\omega t}}. \tag{16'}$$

Der periodische Teil der Spannungsfunktion ist in diesem Falle einfach harmonisch; der im Nenner unter dem Wurzelzeichen sich befindende Ausdruck bestimmt die Abnahme der Spannungsamplituden. Die Spannungskurve ist eine gedämpfte Sinuskurve, aber die Abnahme der Amplituden geschieht nicht nach dem Exponentialgesetz. Im Anfangszustand für $t = 0$, ist die Spannung unendlich groß, fällt aber während der ersten Halbperiode schnell ab, um dann um den Nullwert periodische Schwingungen auszuführen. Der Einfluß des periodischen Gliedes im Nenner wird bald gegenüber dem aperiodischen verschwindend klein, so daß der weitere Verlauf der Spannung durch die Formel

$$e = \frac{a}{\sqrt{\gamma}} \cdot \frac{\sin \omega t}{\sqrt{\frac{t}{T}}}$$

ausgedrückt werden kann. Wenn man in diesem Falle $\frac{e}{i}$ als den Widerstand des Funkens definiert, so zeigt sich, daß diese Größe nicht konstant, sondern durch die Funktion

$$\frac{e}{i} = \frac{a}{i_0 \sqrt{\gamma}} \cdot \frac{\varepsilon^{\gamma \frac{t}{T}}}{\sqrt{\frac{t}{T}}}$$

dargestellt wird. Diese Funktion hat einen Minimumwert bei $\frac{t}{T} = \frac{1}{\gamma}$, d. h. der Widerstand im Funken fällt zuerst ab, bis er gleich $\frac{a \varepsilon}{i_0}$ wird, um dann wieder anzusteigen. Es läßt sich auch beurteilen, wie die Spannung für Schwingungen verläuft, die in dem Bereich zwischen $\psi = 25$ und $\psi = 0$ liegen. Je kleiner der Winkel ψ ist, desto stärker ist die Abnahme der Spannungsamplituden bemerkbar, die zuerst nur bei den ersten Schwingungen auftritt und dann sich mehr und mehr auf die übrigen ausdehnt. Der periodische Anteil der Spannungsfunktion kann in diesem Bereiche durch eine Sinusfunktion genügend genau dargestellt werden.

Es sei noch bemerkt, daß bei noch höheren Frequenzen, bei denen ψ negativ wird, die Veränderung des Widerstandes des Funkens, der wie oben definiert ist, in demselben Sinne stattfindet: beim Abklingen der Schwingungen nimmt der Widerstand zuerst ab, um endlich wieder schwach anzusteigen.

Die Theorie führt also zu dem Resultat, daß auch bei höheren Frequenzen die Funkenstrecke einem konstanten Widerstande nicht vollständig äquivalent ist, daß aber der Funkenwiderstand, wenn derselbe durch den Quotienten $\frac{e}{i}$ definiert ist, bei niedrigen Frequenzen, während die Schwingungen abklingen, zu-, bei höheren dagegen auch abnehmen soll; im mittleren Bereich wird die anfängliche Abnahme durch die darauffolgende Zunahme ausgeglichen. Mit anderen Worten fallen bei verschiedenen Schwingungszahlen die Spannungsamplituden nicht nach demselben Gesetz wie die Stromamplituden ab. Und zwar fehlt diese Abnahme vollständig bei relativ kleinen Schwingungszahlen, bei höheren aber vollzieht sich die Abnahme nach einem Gesetz, der durch eine Exponentialfunktion nicht dargestellt werden kann.

Diese Betrachtungen, welche auf Grund der Simonschen Lichtbogentheorie aufgestellt werden können, verdienen einiges Interesse, nicht nur weil sie die Form der Spannungskurven zu erklären imstande sind, sondern auch wegen der Differenzen, welche die Theorie mit der Erfahrung aufweist und welche zum weiteren Ausbauen und Verbesserung der Theorie Anlaß geben können.

Betrachtet man jetzt die verschiedenen Methoden, welche zur Bestimmung des Funkenwiderstandes benutzt waren, etwas näher, so ergibt sich, daß das, was unter dem Namen eines Funkenwiderstandes vorgestellt wird, meistens ein vollständig undefinierter Begriff ist und daß die Definitionen, welche sich geben lassen, von der benutzten Versuchsmethode abhängen können. Die verschiedenen Versuchsmethoden untersuchen nämlich verschiedene Wirkungen des Funkens auf die oszillatorische Entladung im Schwingungskreise. Diese Wirkungen sind aber ganz eigentümlicher Art, wenn der Spannungsverlauf an der Funkenstrecke von dem an einem konstanten Widerstande abweicht. Eine kurze Übersicht und Präzisierung der hier maßgebenden Gesichtspunkte mag daher einiges Interesse beanspruchen.

Zuerst mögen einige Bemerkungen über die Resultate der Methoden, welche die direkteste Antwort über die Dämpfung der Schwingungen bei einer oszillatorischen Funkenentladung geben, hier Platz finden. Das sind diejenigen Methoden, welche mit Hilfe der Braunschen Röhre die Abnahme der Schwingungen direkt beobachten. Die Versuche[1]) von Richarz-Ziegler und Zenneck und die nach

1) F. Richarz und W. Ziegler, Ann. d. Phys. 1, 468, 1900. Zenneck, Ann. d. Phys. 13, 822, 1904.

der oben geschilderten Methode des Verfassers ausgeführten, ergeben übereinstimmend, daß bei relativ kleinen Schwingungszahlen die Abnahme der Amplituden keineswegs nach einem Exponentialgesetz sich vollzieht, sondern daß der Logarithmus des Quotienten zweier aufeinanderfolgenden Amplituden mit der Zeit anwächst. Wie früher erwähnt wurde, kann dies dadurch erklärt werden, daß die Funkenspannung während der Entladung konstant ist und immer dasselbe Vorzeichen wie der Strom hat. Es kann aber die durch die Versuche gefundene lineare Abnahme der Schwingungsamplituden bestehen, auch wenn die Funkenspannung eine beliebige periodische Funktion der Zeit ist, welche dieselbe Periode wie der Strom hat und mit ihm immer in Phase schwingt, d. h. mit dem Strom zugleich Null wird, und wenn die übrigen Verluste im Schwingungskreise vernachlässigt werden können. Denn in diesem Falle hat die Schwingungsgleichung folgende Form:

$$C L \frac{d^2 V}{d t^2} + V = e, \tag{17}$$

wo mit C, L, V und e die Kapazität, resp. Selbstinduktion, Kapazitäts- und Funkenspannung bezeichnet werden. Dabei ist e eine beliebige periodische Funktion der Zeit, welche dieselbe Grundperiode hat wie die Kapazitätsspannung V und welche durch eine Fouriersche Reihe dargestellt sei

$$e = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin n \omega t \tag{18}$$

wo

$$\omega^2 = \frac{1}{C L}$$

ist.

Die Lösung der Gleichung (17) bekommt man in der Form:

$$V = V_0 \left(1 - \frac{A_1 \pi}{V_0} \cdot \frac{t}{T}\right) \cos \omega t + C' \sin \omega t - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{A_n}{n^2 - 1} \sin n \omega t \tag{19}$$

Eine von den zwei Integrationskonstanten ist durch den Anfangswert der Kapazitätsspannung V_0, d. h. die Entladungsspannung bestimmt. Die andere C' kann aus der Beziehung

$$\left[i = C \frac{d V}{d t}\right]_0 = 0$$

berechnet werden.

Man sieht aus dem Ausdruck (19), daß für Zeitmomente: $O, \frac{T}{2}, T \ldots, \frac{KT}{2}$ die Kapazitätsspannung die Werte V_0, $V_0 - 2a$, $V \ldots$, $V_0 - 2Ka$ annimmt, wobei für $\frac{A_1 \pi}{2}$ abkürzend $2a$ gesetzt ist. Der spezielle Fall von Heidweiller und Barkhausen ist der, daß die Elektrodenspannung konstant und gleich $\pm a$ ist, d. h., durch die Fouriersche Reihe dargestellt, folgenden Ausdruck liefert:

$$e = \frac{4a}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin (2K+1) \omega t}{2n+1}.$$

In diesem Falle ist

$$V = A \cos \omega t + a$$

wo A für sukzessive Halbperioden die konstanten Werte $A = V_0 - a$, $V_0 - 3a \ldots$, usw. annimmt. Man sieht hieraus, daß aus der linearen Abnahme der Schwingungsamplituden auf den Spannungsverlauf an der Funkenstrecke nicht zurückgeschlossen werden kann. Es kann aber durch folgende elementare Betrachtungen gezeigt werden, daß, wenn nur die Dämpfung der Schwingungen bekannt und nicht beträchtlich ist, über die Funkenspannung nur ausgesagt werden kann, ob die Spannungsschwankungen im Funken während der Entladung zu- oder abnehmen, oder einen konstanten Wert behalten.

Wir betrachten zu diesem Zwecke die allgemeine Differentialgleichung der Schwingungen

$$L \frac{di}{dt} + Ri + e = V, \tag{20}$$

wo mit L, R und V, die Selbstinduktion, resp. der Widerstand des Kreises und die Spannung an der Kapazität C bezeichnet sind; die übrigen Bezeichnungen haben denselben Sinn wie früher.

Es möge die Lösung dieser Gleichung durch folgende Funktion gegeben sein

$$i = i_0 f(t) \sin \omega (t), \tag{21}$$

wo $f(t)$ eine gewisse abnehmende Funktion der Zeit ist. Wir multiplizieren die beiden Seiten der Gleichung (20) mit $i\,dt$ und integrieren über eine Halbperiode, die zwischen den Zeitpunkten t_n und t_{n+1} liegt, welche durch folgende Bedingungen definiert sind:

$$t_{n+1} - t_n = \frac{T}{2},$$

wo T eine ganze Periode ist, und

$$V(t_{n+1}) = V(t_n) = 0.$$

Daraus kann angenähert gefunden werden, daß

$$t_n = \frac{(2n+1)T}{2}$$

ist. Es ergibt sich dann, daß

$$L(i_n^2 - i_{n+1}^2) = 2\int_{t_n}^{t_{n+1}} (R i^2 + e i)\, d t$$

ist, wobei gesetzt wird

$$i_n = i_0 f(t_n). \tag{21'}$$

Durch leichte Umformung wird dann gefunden

$$- 2\gamma_n = - ln \frac{i_n^2}{i_{n+1}^2}$$

$$= ln\left[1 - \frac{2}{L i_n^2}\int_{t_n}^{t_{n+1}} (R i^2 + e i)\, d t\right],$$

wo unter γ_n das logarithmische Dekrement der n-ten Halbperiode verstanden werden kann. Wenn das logarithmische Dekrement klein im Verhältnis zu eins ist, so ist es möglich, den Logarithmus der Summe auf der rechten Seite nach den Potenzen des Integrals zu entwickeln und aus dieser Entwickelung nur das erste Glied zu behalten. Dann ist

$$\gamma_n = \frac{1}{L i_n^2}\int_{t_n}^{t_{n+1}} (R i^2 + e i)\, d t. \tag{22}$$

Man sieht dabei, daß das logarithmische Dekrement γ_n durch die Addition zweier Größen entsteht, von denen die eine $\gamma_{R,\,n}$ von dem Widerstand des Kreises und die zweite $\gamma_{f,\,n}$ von dem Einfluß der Funkenstrecke herrührt. Betrachten wir zuerst den ersten Anteil des Dekrements

$$\gamma_{R,\,n} = \frac{1}{L i_n^2}\int_{t_n}^{t_{n+1}} R i^2\, d t.$$

Setzt man hier statt i und $\dot{i}_n$ ihre Ausdrücke aus (21) und (21′), so bekommt man

$$\gamma_{R,\,n} = \frac{R\,f^2(t_n{}')}{L\,f^2(t_n)} \cdot \int\limits_{t_n}^{t_{n+1}} \sin^2 \omega\, t\, d\, t.$$

Dabei ist der Mittelwert von $f^2(t)$ aus dem Integral herausgetragen. Da diese Funktion stetig abnimmt, so ist

$$t_n < t_n{}' < t_{n+1}.$$

Wenn die Dämpfung der Schwingungen nicht beträchtlich ist, so unterscheiden sich die Werte der Funktion $f(t)$ für die Argumentwerte t_n und $t_n{}'$ nur unbedeutend, und man erhält den angenäherten Ausdruck für $\gamma_{R,\,n}$, wenn man

$$f^2(t_n{}') = f^2(t_n) \text{ und } T = 2\pi\sqrt{L\,C}$$

setzt, in der bekannten Form

$$\gamma_{R,\,n} = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}. \tag{23}$$

Daraus sieht man, daß bei beliebiger Art der Dämpfung der Stromschwingungen, wenn nur dieselbe nicht zu stark ist, der Anteil des Dekrements, welcher von dem konstanten Widerstand des Kreises herrührt, von der Zeit unabhängig ist.

Wir wollen annehmen, daß die Spannung als Funktion der Zeit auch als ein Produkt zweier Funktionen dargestellt werden kann, einer aperiodischen $F(t)$ und einer periodischen $p(\omega\, t)$, deren Periode auch gleich T sein soll. Dann ergeben dieselben Betrachtungen, wie früher folgenden Ausdruck für $\gamma_{f,\,n}$

$$\gamma_{f,\,n} = \frac{f(t_n{}'')\,F(t_n{}'')}{L\, i_0\, f^2(t_n)} \cdot \int\limits_{t_n}^{t_{n+1}} p(\omega\, t) \sin \omega\, t\, d\, t.$$

Oder, da das Integral für jede Periode denselben Wert hat, welchen wir mit A bezeichnen wollen, und da angenähert $f(t_n{}'') = f(t_n)$ und $F(t_n{}'') = F(t_n)$ gesetzt werden kann, so folgt, daß

$$\gamma_{f,\,n} = \frac{A\,F(t_n)}{L\, i_0\, f(t_n)} \tag{24}$$

ist. Es ergibt sich daraus, daß der Anteil des Dekrements, der von dem Funken herrührt, im allgemeinen nicht konstant ist. Nehmen

nämlich die Spannungsamplituden schneller ab, als die Stromamplituden, so wird auch $\gamma_{f,n}$ mit der Zeit immer kleiner werden. Im entgegengesetzten Fall muß $\gamma_{f,n}$ mit der Zeit anwachsen. Im Spezialfall, wo die Spannungsamplituden nach demselben Gesetz abnehmen, wie die Stromamplituden, ist $\gamma_{f,n}$ und somit auch γ_n konstant. In einem anderen Fall, wo $F(t) =$ konst., wo also die Spannungskurve ungedämpft ist, muß $\gamma_{f,n}$ nach demselben Gesetz zunehmen, nach dem die Stromamplituden abnehmen.

Will man den Widerstand des Funkens mit $\gamma_{f,n}$ in üblicher Weise in Beziehung setzen, so ist der Widerstand bei dieser Definition nicht konstant, sondern auch von n abhängig. Nach der Gleichung (22) ist

$$\frac{\gamma_{f,n}}{\gamma_{R,n}} = \frac{Q_{f,n}}{Q_{R,n}},$$

wo mit Q_f und Q_R die im Funken und im Widerstande R verbrauchten Energiemengen bezeichnet werden. Da nach der gegebenen Definition der Funkenwiderstand proportional mit $\gamma_{f,n}$ ist, so verhalten sich der Funkenwiderstand in der n-ten Halbperiode und R, wie die während dieser Zeit im Funken und in R verbrauchten Energiemengen.

Andere Methoden[1]), welche die gesamte im Funken während des Schwingungsvorganges verbrauchte Energie bestimmen, erlauben einen Mittelwert für den Funkenwiderstand R_f zu finden, wenn derselbe folgendermaßen definiert wird:

$$R_f \int_0^\infty i^2 \, dt = \int_0^\infty e \, i \, dt = Q_f. \tag{25}$$

Die experimentelle Bestimmung des Funkenwiderstandes erfolgt durch den Vergleich von Q_f und Q_R, d. h. der in dem Funken und dem Widerstande R, welche sich in demselben Schwingungskreise befinden, verbrauchter Energiemengen, d. h. R_f wird aus der Beziehung

$$R_f = R \cdot \frac{Q_f}{Q_R}$$

berechnet. Man sieht aber aus diesen Beziehungen, daß R_f nicht nur vom Spannungs- sondern auch vom Stromverlauf abhängen soll. Ist

1) W. Kaufmann, Wied. Ann. **60**, 653, 1897. R. Lindemann, Ann. d. Phys. **12**, 1012, 1903. A. Battelli u. L. Magri, Phil. Mag. **5**, 1 u. 620, 1903. Phys. Ztschr. **3**, 539, 1902 und **4**, 181, 1902.

sowohl der Spannungsverlauf im Funken, wie auch der Verlauf der Schwingungen bekannt, also e und i als Funktionen der Zeit gegeben, so läßt sich R_f berechnen. Diese Rechnung ist an einem schon erwähnten speziellen Beispiele von Barkhausen[1]) ausgeführt, und zwar für zwei extreme Fälle: 1. wo der Schwingungsverlauf nur von dem Funken beeinflußt wird und 2. nur von dem konstanten Widerstande. Im ersten Fall ist die Abnahme der Amplituden durch eine lineare, im zweiten durch eine Exponentialfunktion dargestellt. In jedem dieser Fälle erhält man einen verschiedenen Wert, auch wenn die Funkenspannung genau dieselbe ist, und zwar im ersten ist $R_f = \frac{6\,a}{\pi\, i_0}$, wo a der konstante Spannungswert im Funken und i_0 die maximale Stromamplitude ist, im zweiten dagegen $= \frac{8\,a}{\pi\, i_0}$. Dies kommt davon, daß die Verteilung der verbrauchten Energie zwischen den beiden Teilen des Schwingungskreises, von der Art der Schwingungen abhängt. Es ist auch von Barkhausen der Versuch gemacht, die Versuchsergebnisse von Battelli und Magri zur Berechnung der Größe von a nach den angeführten Formeln zu verwerten. Die berechneten Spannungswerte sind erheblich niedriger als die von dem Verfasser gefundene. Das liegt wahrscheinlich daran, daß für die Wellenlängen, für welche die Berechnung ausgeführt war, der Spannungsverlauf nicht durch die einfache Beziehung

$$e = \pm a$$

dargestellt werden kann.

Eine andere Reihe von Versuchsergebnissen wurde durch die Substitutionsmethode[2]) gewonnen, bei der der Schwingungskreis mit zwei Funkenstrecken benutzt wird. Es scheint, daß die Erscheinungen, welche bei dieser Methode auftreten, noch nicht ganz aufgeklärt sind. Denn es wird gewöhnlich angenommen, daß die Schwingungsamplitude nur von dem Hauptfunken F_1 und nicht von dem zweiten F_2 abhängt. Dem entgegen stehen die Versuche vom Verfasser, in denen die Stromamplituden bei der Zweifunkenschaltung direkt bestimmt wurden. Es war in einem Versuche $F_1 = 4$ mm genommen und F_2 von 0,5—1 mm variiert. Die Stromamplitude erschien bei größerer F_2 vergrößert (bei $F_2 = 0{,}5$ mm, $A = 24$; bei $F_2 = 1{,}0$ mm, $A = 28$),

1) H. Barkhausen, Phys. Ztschr. 8, 626, 1907.

2) A. Slaby, Elektrot. Ztschr. 25, 915, 1904. K. Simons, Ann. d. Phys. 13, 1044, 1904. J. A. Fleming, The principles of electric wave telegraphy p. 180, 1904.

obgleich F_1 dieselbe blieb. In einem anderen Versuche wurde $F_2 = 1$ mm genommen und F_1 von 2 mm auf 5 mm vergrößert; die maximale Amplitude stieg von 20 bis auf 38, also nahezu proportional nicht F_1 sondern der Summe $F_1 + F_2$. Obgleich die Versuche für andere Zwecke angestellt waren und für die Frage nicht entscheidend sein können, so scheint es doch nötig, die Entladungsvorgänge bei dieser Schaltung einer genaueren Betrachtung zu unterziehen. Diese Bedenken gegen die übliche Auffassung[1]) sind auch durch die Versuche von Lebedinsky und Makarewsky[2]) unterstützt, welche nach dem Flemingschen Schaltungsschema ausgeführt waren. Die genannten Autoren fanden nämlich, daß bei Einschaltung und Verlängerung des Sekundärfunkens F_2 der in dem Schwingungskreise sich befindende Hitzdrahtamperemeter keine Abnahme, wohl aber eine beträchtliche Zunahme der Stromstärke angab, eine Erscheinung, die natürlich bei Substitution eines induktionslosen Widerstandes an die Stelle des Funkens F_2 nicht auftrat. Es scheint also, daß die Einschaltung des Funkens F_2 auf die Schwingungsenergie nicht ohne Einfluß ist. Es muß auch bemerkt werden, daß durch Vertauschung des Funkens F_2 und eines konstanten Widerstandes, die im F_1 verbrauchte Energie verändert sein würde, auch wenn der integrale Stromeffekt derselbe bleibt; denn durch Veränderung der Schwingungsart kann, wie oben geschildert war, der Funkenwiderstand beeinflußt werden.

Das von Bjerknes[3]) zuerst angewandte Verfahren, das Dekrement der Schwingungen aus den Resonanzkurven zu bestimmen, ist theoretisch für den Fall eines konstanten Widerstandes ausgearbeitet. Ist aber der Widerstand im Primärkreise nicht konstant, d. h. ist die Amplitudenkurve der erregenden Schwingungen keine Exponentialkurve, so muß auch die Gestalt der Resonanzkurve verändert erscheinen. Es ist auch in der Tat bemerkt, daß das Dekrement, welches aus verschiedenen Punkten der Resonanzkurve berechnet wurde, systematische Abweichungen von der Konstanz aufweist. Obgleich diese Frage, d. h. der Einfluß eines veränderlichen Widerstandes auf die Resonanzkurve häufig gestreift wurde, so scheint sie doch weder theoretisch noch experimentell bis jetzt behandelt zu sein. Ohne besondere Untersuchung ist aber schwer zu entscheiden, in welcher Be-

1) Eickhof, Phys. Ztschr. 8, 494, 1907.

2) W. Lebedinsky und P. Makarewsky, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges. **39**, 280, 1907.

3) Bjerknes, Wied. Ann. **44**, 85, 1891 und **55**, 121, 1895.

ziehung der in üblicher Weise gefundene mittlere Dekrementwert mit der im Funken verbrauchten Energie steht. Es muß jedoch betont werden, daß die meisten nach dieser Methode ausgeführten Versuche in einem Wellenbereich sich bewegten, wo die Funkenstrecke einem konstanten Widerstande schon nahe kommen dürfte.

Es bleibt nur noch eine Gattung der Versuchsmethoden[1]) zu diskutieren, welche zwar nicht in demselben Maße wie die anderen verwertet wurde, aber doch wegen der mit ihr zusammenhängenden Fragen interessant ist. Man könnte nämlich versucht sein, aus der Abweichung der tatsächlichen Schwingungsperiode von dem durch die einfache Thomsonsche Formel $T = 2\pi\sqrt{LC}$ gegebenen den gesamten Widerstand des Kreises zu bestimmen.

Die Methode, welche vom Verfasser zur Berechnung der Periode der ungedämpften Schwingungen eines singenden Lichtbogens angewandt wurde[2]), kann auch hier zur Diskussion der gestellten Frage verwendet werden. Ist die Funkenspannung mit e bezeichnet, so kann die Schwingungsgleichung folgendermaßen geschrieben werden:

$$\frac{d^2 i}{d t^2} + \frac{R}{L}\frac{d i}{d t} + \frac{1}{L}\frac{d e}{d t} + \frac{i}{LC} = 0. \tag{26}$$

Es sei die halbe Schwingungsperiode $\frac{T}{2}$ dadurch bestimmt, daß für die Zeitpunkte $t = 0$ und $t = \frac{T}{2}$ die Stromstärke $i = 0$ ist. Vergleichen wir nun die Gleichung (26) mit der Differentialgleichung einer einfachen harmonischen Funktion, welche für dieselbe Zeitpunkte $= 0$ wird. d. h. es sei

$$Z = \sin\frac{2\pi t}{T}$$

gesetzt. Dann ist

$$\frac{d^2 Z}{d t^2} + \omega^2 Z = 0,$$

wo

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \tag{27}$$

ist.

---

1) Trowbridge und Sabine, Phil. Mag. **30**, 323, 1890. Tissot, C. R. **132**, 763, 1901.

2) Roschansky, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges. **38**, 455, 1906.

Durch die Multiplikation der Gleichung (26) mit Z und der Gleichung (27) mit i und durch gliedweise Substraktion der erhaltenen Ausdrücke, erhält man

$$\frac{d}{dt}\left(Z\frac{di}{dt} - i\frac{dZ}{dt}\right) + \frac{1}{L}\left(R\frac{di}{dt} + \frac{de}{dt}\right)Z + \left(\frac{1}{CL} - \omega^2\right)iZ = 0.$$

Wir integrieren diese Gleichung zwischen den Grenzen 0 und $\frac{T}{2}$ für die $i = Z = 0$ ist und erhalten

$$\frac{1}{L}\int_0^{\frac{T}{2}}\left(R\frac{di}{dt} + \frac{de}{dt}\right)Z\,dt = \left(\omega^2 - \frac{1}{CL}\right)\int_0^{\frac{T}{2}} iZ\,dt. \tag{28}$$

Die Stromstärke i kann für das betrachtete Zeitintervall durch eine Furiersche Reihe dargestellt werden

$$i = \sum_{n=1}^{\infty} i_{0,n} \sin n\omega t. \tag{29}$$

Daraus erhält man, daß

$$\int_0^{\frac{T}{2}} iZ\,dt = \frac{i_{0,1}\pi}{2\omega} \tag{30}$$

ist, da alle Glieder, welche die höheren harmonischen Schwingungen darstellen, bei der Integration verschwinden. Durch partielle Integration kann auch die linke Seite der Gleichung umgeformt werden.

$$\int_0^{\frac{T}{2}}\left(R\frac{di}{dt} + \frac{de}{dt}\right)Z\,dt = \Big[Z(Ri + e)\Big]_0^{\frac{T}{2}} - \int_0^{\frac{T}{2}}(Ri + e)\frac{dZ}{dt}\,dt.$$

Oder da nach der Definition der Funktion Z für beide Integrationsgrenzen verschwindet, so ist einfach

$$\int_0^{\frac{T}{2}}\left(R\frac{di}{dt} + \frac{de}{dt}\right)Z\,dt = -\omega\int_0^{\frac{T}{2}}(Ri + e)\cos\omega t\,dt.$$

Das Integral auf der rechten Seite sei als eine Summe zweier Integrale dargestellt

$$\int_0^{\frac{T}{2}}(Ri + e)\cos\omega t\,dt = \int_0^{\frac{T}{4}} + \int_{\frac{T}{4}}^{\frac{T}{2}}$$

und in dem zweiten Integral sei eine neue unabhängige Variable t_1 eingeführt, welche mit der früheren durch die folgende Beziehung verbunden ist

$$t_1 + t = \frac{T}{2}.$$

Gleiche Werte der veränderlichen t und t_1 entsprechen also den Zeitpunkten, welche gleich weit von den Enden des betrachteten Zeitintervalles abstehen. Bezeichnen wir e und i, welche als Funktionen der neuen variable t_1 ausgedrückt sind, mit e_1 und i_1, so ist nach

$$\int\limits_0^{\frac{T}{2}} (R\,i + e) \cos \omega\, t\, d\, t = \int\limits_0^{\frac{T}{4}} [R\,(i - i_1) + (e - e_1)] \cos \omega\, t\, d\, t$$

i und i_1 einerseits, e und e_1 andererseits sind die Strom- und Spannungswerte, welche den Zeitpunkten entsprechen, die gleich weit von den Grenzen des Zeitintervalles $\frac{T}{2}$ abstehen. Ist also die Form der Strom- und Spannungskurve in den beiden Hälften des betrachteten Zeitintervalles symmetrisch, so ist $i = i_1$ und $e = e_1$ und der Integral gleich Null.

Die Gleichung (28) kann jetzt in folgende Form gebracht werden:

$$\frac{i_{0,1} \cdot T}{4} \left(\frac{1}{L\,C} - \omega^2\right) = \frac{\omega}{L} \int\limits_0^{\frac{T}{4}} [R\,(i - i_1) + (e - e_1)] \cos \omega\, t\, d\, t. \quad (31)$$

Daraus kann nun geschlossen werden, daß die Abweichung der Schwingungsperiode von der Größe $\tau = 2\pi \sqrt{L\,C}$ von der Form der Strom- und Spannungskurve abhängt und daß dafür nicht die Menge der im Funken und dem konstanten Widerstande verbrauchten Energie, sondern der Grad der Asymmetrie im Strom- und Spannungsverlauf maßgebend ist. Ist für das betrachtete Zeitintervall auch e durch eine Sinusreihe darstellbar, was für die Funkenspannung in Wirklichkeit zutrifft, da e mit i zugleich verschwindet, d. h. ist

$$i = \sum_{n=1}^{\infty} e_n \sin n\, \omega\, t,$$

so kann durch leichte Umformung gefunden werden

$$\frac{T^2 - \tau^2}{T} = \frac{8C}{i_{0,1}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{e_{2k} + R\,i_{2k}}{4\,k^2 - 1}.$$

Diese Beziehung zeigt, daß die Abweichung der Periode T von τ nur durch das Vorhandensein der Glieder gerader Ordnung in der Reihenent-

wickelung der Strom- und Spannungsfunktion, welche den asymmetrischen Verlauf des Stromes und der Funkenspannung ausdrücken, bedingt ist.

Es kann also aus diesen Betrachtungen geschlossen werden, daß die Bestimmung der Schwingungsperiode im allgemeinen nicht über die dämpfende Wirkung des Funkens irgend etwas aussagen kann. Denn in dem schon mehrfach erwähnten Fall, wo die Funkenspannung durch die Gleichung

$$e = \pm a$$

dargestellt werden kann und der Spannungskurve als vollständig symmetrisch bleibt, ist auch die Schwingungsperiode von dem Vorhandensein des Funkens nicht beeinflußt. Das folgende Beispiel kann auch zur Erläuterung dieses Resultates dienen. Ist die Funkenspannung durch eine einfache harmonische Funktion darstellbar, welche dieselbe Periode wie die Schwingungen hat und mit diesen in Phase bleibt, das heißt ist

$$e = a \sin \omega t$$

und

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L C}}$$

und ist kein anderer Widerstand im Kreise enthalten, so ist die Stromstärke

$$i = i_0 (1 - \alpha t) \sin \omega t.$$

Wir können also hier den Funken als einen veränderlichen Widerstand R auffassen.

$$R = \frac{e}{i} = \frac{a}{i_0 (1 - \alpha t)},$$

welcher von seinem Anfangswert $R_0 = \frac{a}{i_0}$ an stetig zunimmt und bei $i = 0$ unendlich groß wird. Wir bekommen also einen auf den ersten Anblick paradoxen Schluß, daß die Schwingungsperiode ungeändert bleibt, wie groß auch der veränderliche Widerstand sein mag, wenn nur derselbe nach einem bestimmten Gesetz ins Unendliche anwächst. Dieser Umstand ist aber durch die Symmetrie des Spannungsverlaufs an dem veränderlichen Widerstande vollständig geklärt. In anderen Fällen, wo in der Charakteristik des Funkens ausgeprägte Hysteresiserscheinungen auftreten, kann die Schwingungsperiode im Gegenteil sehr stark beeinflußt werden. Es müssen also im allgemeinen die durch solche Methoden gewonnenen Resultate verworfen werden.

Petersburg, Phys. Lab. d. Elektrot. Inst.

(Eingesandt 20. November 1908.)



Über die Konstruktion von Spulen der Hochfrequenztechnik und ihre Verwendung.

Von **Alexander Meißner.**

Die nachfolgenden Untersuchungen wurden in der Hauptsache während des letzten Halbjahres 1907 im Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie unter Leitung von Graf Arco und Herrn Oberingenieur Rendahl ausgeführt. Es kam hierbei darauf an mit einfachen Mitteln möglichst rasch zu Resultaten zu kommen, die sofort auch technisch verwertbar sein sollten; deshalb wurden manche Fragen nicht so bis in die Einzelheiten verfolgt, wie es eine rein wissenschaftliche Bearbeitung erfordert hätte.

Der ursprüngliche Zweck der Untersuchungen war: für die Empfangsschaltungen der drahtlosen Telegraphie einen möglichst wenig gedämpften Kreis herzustellen.

Da bei den gewöhnlichen Empfangsschaltungen sowohl die Kondensatorgrößen (bis annähernd 2300 cm) und die Dielektrika derselben (Luft oder Öl) durch praktische Gesichtspunkte schon festgelegt waren, so handelte es sich nur darum, die Dämpfungsverluste in den Spulen auf ein Minimum zu reduzieren. Es kamen bei ihrer Konstruktion folgende Gesichtspunkte in Betracht:

1. Geringe Dämpfung der Spulen an und für sich.
2. Geringer Einfluß der metallenen Befestigungsteile und Metallkörper (auf Kriegsschiffen) in der Nähe.
3. Einfache mechanische Herstellung, handliche Form, gute Raumausnutzung.

Es stellte sich heraus, daß am besten Flachspulen aus fein unterteilter Litze allen diesen Bedingungen genügten. Zugleich führte diese für die vorliegenden Zwecke neue Spulenform zu einer ganzen Reihe von Neukonstruktionen und Verbesserungen der verschiedensten Hochfrequenzapparate.

Untersuchungen über die Dämpfungen von Spulen.

Zu den Dämpfungsmessungen war es vor allem nötig, die Selbstinduktion und Kapazität der Spulen festzulegen und den Einfluß der Isolation und des Spulenkernes zu bestimmen.

Selbstinduktion der Spulen.

Wie sich durch Rechnung und Versuche ergibt, findet man für jede gegebene Drahtlänge eine Spulenform, bei der eine größte Kraftlinienverkettung der stromführenden Elemente, also größte Selbstinduktion vorhanden ist, vorausgesetzt konstante Ganghöhe und Lagenzahl. In einer solchen Spule wird die Dämpfung durch Ohmsche Verluste ein Minimum sein.

Die experimentelle Bestimmung der Selbstinduktion erfolgte nach der in Fig. 1 dargestellten Schaltungsanordnung. *a* ist ein Wellenmesser, mit Summer erregt[1]), *b* ein Empfangskreis, bestehend aus einem Kondensator ($c = 2300$ cm), der zu messenden Selbstinduktion und einem Resonanzindikator (eine Schlömilchzelle, an drei kleine Windungen gekoppelt, Durchmesser derselben ~ 15 mm). Durch Abhören der maximalen Lautstärke konnte auf $^1/_2{}^0$ genau die Wellenlänge be-

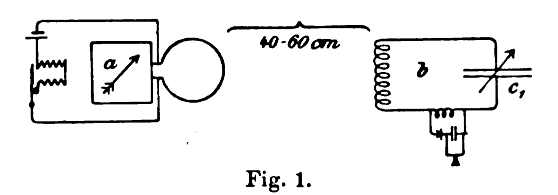


Fig. 1.

stimmt werden, bei der die beiden Systeme in Resonanz waren. Aus ihr ergab sich nach der Formel $\lambda^m = 2\pi\sqrt{L^{cm}C^{cm}}$ die Selbstinduktion L. Von dem so bestimmten L wurde die Selbstinduktion der Zuleitungen und Koppelungsspule, nach derselben Methode bestimmt, abgezogen (z. B. $L_{zus.} = 1240$ cm). Einen Maßstab für die Genauigkeit dieser Methode gibt die rechnerische und experimentelle Bestimmung der Selbstinduktion eines einfachen Kreises (Umfang 600 cm, verdrillte Emaillelitze).

Die Beobachtung ergab $L = 8960$ cm, die Berechnung nach der Formel:

$$L = L_o + L_i = 4\pi R\left(\log\text{nat}\frac{8R}{\varrho} - 2\right) + L_i = 8930\,\text{cm},\ \varrho = 0{,}075\,^2).$$

Der beobachtete und der berechnete Wert sind also innerhalb 0,335 % identisch.

1) Siehe hierüber F. Rusch, Jahrb. S. 376, 1908.

2) Zenneck, Elektrot. Schwingungen, S. 996.

Zur Kontrolle wurde bei den meisten untersuchten Spulen die Selbstinduktion nach der Stephanschen Formel[1]):

$$L = 2N\zeta\left\{\left(1 + \frac{h^2}{32r^2}\right)\log\operatorname{nat}\frac{8r}{\sqrt{h^3 + \delta^2}} - y_1 + \frac{h^2}{16r^2}y_2\right\} + 2\zeta\log\operatorname{nat}\frac{g}{\delta},$$

berechnet, ohne Berücksichtigung des Drudeschen Korrektionsgliedes[2]).

Es wurden Spulenreihen von je 6 m Drahtlänge (Tabelle 1) aus einer Emaillelitze (3 · 40 · 0,07, seideumklöppelt, $\delta = 0{,}15$ cm) untersucht. Die Bezeichnungen in der Tabelle bedeuten:

- D Durchmesser.
- h Wickelhöhe.
- g Ganghöhe.
- w Windungszahl.
- ζ Drahtlänge.

Tabelle 1.

h mm	w	g mm	h/D	L beobachtet	L berechnet
1. $D = 49$ mm, $\zeta = 600$ cm					
59	36	1,64	1,2	41,720	41,314
90	36	2,5	1,84	30,220	31,500
130	36	3,6	2,65	22,320	25,050
2. $D = 90$ mm, $\zeta = 600$ cm					
36	20,5	1,76	0,4	47,520	44,690
55	20,5	2,68	0,61	38,220	36,492
78	20,5	3,8	0,865	31,720	29,713
124	20,5	6,05	1,37	23,020	23,270
3. $D = 147$ mm, $\zeta = 600$ cm					
21	$12^1/_3$	1,69	0,143	40,720	42,447
33	$12^1/_3$	2,68	0,225	38,720	38,192
48	$12^1/_3$	3,9	0,327	33,220	30,943
72	$12^1/_3$	5,85	0,49	25,920	26,040
95	$12^1/_3$	7,7	0,648	22,420	22,662
120	$12^1/_3$	9,8	0,82	19,520	20,550
4. $D = 183$ mm, $\zeta = 600$ cm					
16,2	$10^1/_4$	1,68	0,104	39,720	37,600
30	$10^1/_4$	2,92	0,194	35,220	33,592
42	$10^1/_4$	4,1	0,27	31,420	30,460
64	$10^1/_4$	6,2	0,37	26,120	26,200
78	$10^1/_4$	7,6	0,413	23,720	24,350
98	$10^1/_8$	9,5	0,63	21,220	21,800

1) Stephan, Ann. 22, 1884, 1907.
2) Drude, Ann. 9, 600, 1902; Maxwell, Theorie 2, 407.

Aus der Tabelle ist zu ersehen, daß man mit einer für technische Zwecke genügenden Genauigkeit nach der Stephanschen Formel die Selbstinduktion einlagiger Spulen auch mit mehr als zehn Windungen berechnen kann.

Die Unterschiede zwischen Beobachtung und Berechnung betragen im Mittel 290 cm, d. i. nur 0,85 $^0/_0$, maximal 6,2 $^0/_0$.

In derselben Art wie oben wurden auch Selbstinduktionen von Spulen verschiedener Durchmesser mit 10 m Drahtlänge (Litze ebenfalls 3 · 40 · 0,07) bestimmt.

In Fig. 2 sind nun die Selbstinduktionen der verschiedenen Spulen in Abhängigkeit vom Durchmesser dargestellt. Man sieht daraus: für

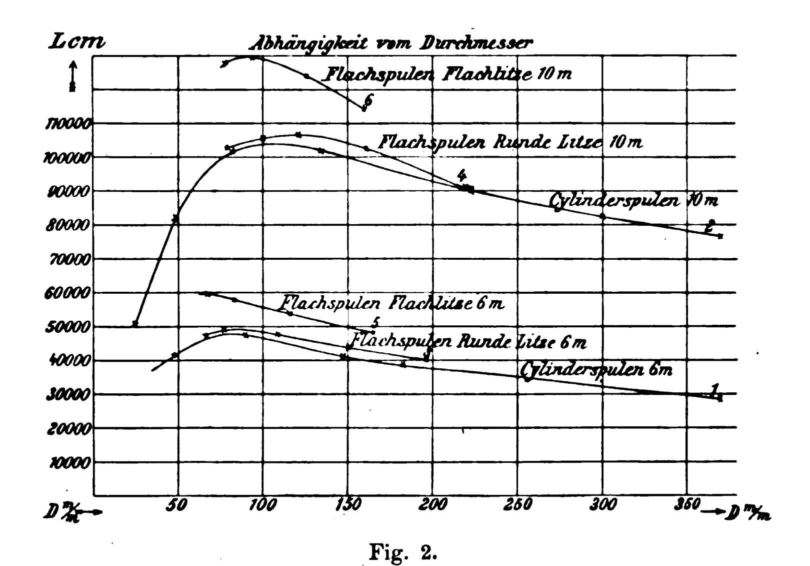


Fig. 2.

jede Drahtlänge gibt es eine Spulenform mit maximaler Kraftlinienverkettung. Z. B. für 6 m Drahtlänge der oben verwendeten Litze ergaben sich die extremen Werte wie folgt:

bifilar (ohne Berücksichtigung der Eigenkapaz.)	$L =$ 2780 cm
$D =$ 2,5 mm	$L =$ 27,760 cm
$D =$ 7,6 mm	$L_{\max.} =$ 48,000 cm
$D =$ 1910,0 mm	$L =$ 8960 cm

Man kann die an diesen Spulen gewonnenen Resultate ganz allgemein auch auf geometrisch ähnliche, z. B. auf die großen Spulen

eines Erregerkreises übertragen. Die Selbstinduktionen sind den entsprechenden Strecken proportional[1]). Es kommt deshalb für die größte Kraftlinienverkettung einer beliebigen Spule nur auf das Verhältnis h/D an. In Fig. 3 sind die Selbstinduktionen als Funktion von h/D eingetragen. Das günstigste Verhältnis h/D ergibt sich für Spulen nicht zu dicker Isolation angenähert zu 0,4. Bei zunehmender Ganghöhe verkleinert sich das Verhältnis; es wird die größte Selbstinduktion bei größerem Durchmesser erreicht (Fig. 3), z. B.:

$$g = 1{,}6 \text{ mm bis } 3{,}8 \text{ mm} \qquad h/D = 0{,}4$$
$$g = 6{,}05 \text{ mm} \qquad h/D = 0{,}3$$

Je schwächer also die Kraftlinienverkettung nebeneinanderliegender Stromelemente ist, desto kleiner ist h/D zu wählen.

Dieselben Verhältnisse finden wir bei Flachspulen (Tabelle 2).

Tabelle 2.
Litze 3 · 40 · 0,07, seideumklöppelt.

D_1	D_2	D mittel	h	w	h/D mittel	L cm	g
				ζ = 600 cm, Kurve 3			
20	112	66	46	$29^1/_3$	0,7	47,000	1,59
40	117	78_5	38_5	$23^1/_4$	0,493	48,500	1,65
80	136	108	28	$17^3/_4$	0,27	47,900	1,58
130	172	151	21	$12^3/_4$	0,1385	43,800	1,65
180	213	196_5	16_5	$9^3/_4$	0,084	40,000	1,68
				ζ = 100 m, Kurve 4			
17	142	795	62_5	$40^1/_4$	0,785	102,600	1,55
50	151	100_5	50_5	$31^2/_3$	0,525	104,800	1,59
80	163	121_5	41_5	$25^2/_3$	0,34	106,700	1,61
131	192	161_5	30_5	$19^2/_3$	0,19	102,700	1,57
200	247	223_5	23_5	$15^1/_4$	0,105	89,300	1,55

Auch hier hat eine Spule die größte Kraftlinienverkettung bei einem Verhältnis mittlerer Durchmesser zu Höhe h/Dmittel = 0,4 (s. Fig. 3, Kurven 3′, 4′). Dabei ist bei Flachspulen im allgemeinen diese günstigste Kraftlinienverkettung bei gleicher Ganghöhe eine etwas größere als bei Zylinderspulen. Ihre Selbstinduktion ist bei gleicher Drahtlänge um 2,0—2,6 % größer.

Noch erheblicher wird der Unterschied, wenn man zu Flachspulen aus Flachlitze übergeht (Fig. 2, Kurve 5 und 6).

Das Optimum der Kraftlinienverkettung ist hier schärfer ausgeprägt (Fig. 2, Kurve 6′). Der günstigste Wert von h/D ist wieder 0,4.

1) Abraham, Ann. **66**, 442, 1898.

Kapazität der Spulen und Einfluß der Spulenkerne.

Die Eigenkapazität der untersuchten Spulen konnte vernachlässigt werden. Um sie zu messen, tauchte ich die Spulen in ein Gefäß mit Nitrobenzol. Nitrobenzol hat eine sehr große Dielektrizitätskonstante ($\varepsilon = 33$) und es muß deshalb die Welle entsprechend der jetzt εmal größeren Spulenkapazität größer geworden sein. So ergeben sich zum Beispiel für eine zylindrische Spule ($D = 49$ mm, $h = 59$ mm, $w = 36$) mit und ohne Nitrobenzol bei einer Kapazität $C_1 = 415$ cm, Fig. 3,

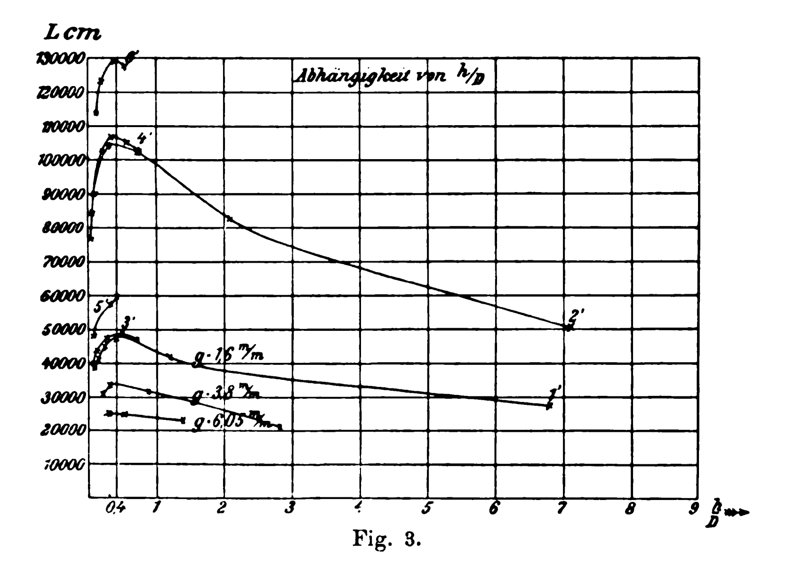


Fig. 3.

die Wellen 260 m und 277 m. Hieraus berechnet sich die Kapazität der Spule:

$$C = \frac{50}{\varepsilon - 1{,}12} = 1{,}52 \text{ cm.}$$

Bei Flachspulen war der Vorgang der, daß auf die Spulen Platten verschiedener Isolatoren gelegt wurden. Es konnte weder bei Hartgummi noch schellackiertem Holz, Glas oder Gummon eine merkliche Verschiebung der Wellenlänge, also keine Eigenkapazität der Spulen konstatiert werden. Wohl aber erhöhten einige Isolierstoffe der Elektrotechnik, die auf diese Weise untersucht wurden, wie Rodonit und Latheroit, ganz erheblich die Dämpfung der Spulen (um 33—68 %).

Solche Stoffe dürfen deshalb als Spulenkerne und Umhüllungen nicht in Verwendung kommen. Die Dämpfungszunahme wurde aus der Abnahme der Stromamplitude nach der Formel $\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = \frac{J_1^2}{J_2^2} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ [1]) bestimmt.

Die gemessenen Werte waren für:

	α_1	α_2
Rodonit:	100	60
Latheroit:	100	75

Dämpfungsmessungen.

Hier kam es im allgemeinen nicht darauf an, genaue absolute Werte der Dämpfung zu erhalten, sondern es genügten für die vorliegenden technischen Zwecke entsprechende Vergleichswerte. Die angewendete und ausreichend genaue Methode war folgende: In den zu untersuchenden Schwingungskreis wird ein Zusatzwiderstand geschaltet. Je größer die im Kreise an und für sich schon vorhandenen dämpfenden Widerstände (gegeben durch die Ohmschen und Wirbelstromverluste, sowie die Verluste im Dielektrikum des Kondensators) sind, desto weniger wird dieser Zusatzwiderstand zur Geltung kommen. Wenn wir aber durch ihn die Stromamplitude immer im gleichen Verhältnis, z. B. auf den halben Betrag, verringern, so gibt er uns ein Maß für die übrigen Dämpfungen des Kreises. Theoretisch liegen die Verhältnisse wie folgt:

Die Stromamplitude im Resonanzkreis ist gegeben durch [2]):

$$i^2 = \alpha = \frac{E_{ao}^2}{2 L^2 n^3} \frac{1}{\vartheta_1 \vartheta_2 (\vartheta_1 + \vartheta_2)}.$$

Wird ein Widerstand in den Kreis eingeschaltet, so erhöht sich die Dämpfung um $\Delta \vartheta_2 = \frac{w}{n L}$.

Die Stromamplitude ist dann gesunken auf:

$$i_1^2 = \alpha_1 = \frac{E_{ao}^2}{2 L^2 n^3} \frac{1}{\vartheta_1 (\vartheta_2 + \Delta \vartheta_2)(\vartheta_1 + \vartheta_2 + \Delta \vartheta_2)}.$$

Das Verhältnis der beiden Ausschläge ergibt sich zu:

$$\frac{a_1}{\alpha} = \frac{\vartheta_1 \vartheta_2 (\vartheta_1 + \vartheta_2)}{\vartheta_1 (\vartheta_2 + \Delta \vartheta_2)(\vartheta_1 + \vartheta_2 + \Delta \vartheta_2)}.$$

1) Zenneck, Elektrot. Schwingungen, S. 625.
2) Zenneck, Elektrot. Schwingungen, S. 593.

Mache ich ϑ_1 etwa 20mal so groß wie ϑ_2 und $\frac{\alpha_1}{\alpha} = \frac{1}{2}$, so wird:

$$\vartheta_2 = \Delta\,\vartheta_2$$

$$\Delta\,\vartheta_2 = \frac{w^{cm}}{n\,L^{cm}}$$

$$\vartheta_2 = \frac{c^{cm}\,w^{\Omega}}{\lambda^{m}}\,\frac{2}{3}\cdot 10^{-2}.$$

Versuchsanordnung.

1. Primärer Kreis.

Es wurde ein Resonanzinduktor (50 ~) der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (neue Rendahlsche Konstruktion Type J. 7. B.) verwendet, bei einer Kapazitätsbelastung von 15000 cm (6 Flaschen à 10000 cm) und $1^1/_2$—2 cm Funkenlänge. Funkenzahl annähernd

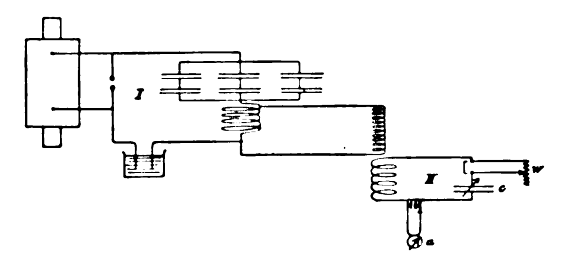


Fig. 4.

10—20. Durch Anblasen der Funkenstrecke (Ringfunkenstrecke) mit einem Ventilator erreichte man eine größere Konstanz. Ein in den Kreis eingeschalteter elektrolytischer Widerstand erhöhte die primäre Dämpfung auf 0,2—0,3. Um bei verschiedenen Wellen messen zu können, wurde die Selbstinduktion primär geändert, so daß man rasch stufenweise von 370—3500 m variieren konnte. Eine direkte Induktion des primären Kreises auf den sekundären Stromindikator war dadurch verhindert, daß die beiden Kreise möglichst weit (fast 2 m) voneinander entfernt wurden. Als sehr zweckmäßig erwies es sich, die Energieübertragung durch eine an die primäre Selbstinduktion gekoppelte Spule sehr großer Selbstinduktion erfolgen zu lassen (nach Rendahl). Sie bewirkte keine Veränderung der Welle des primären Kreises und erhöht auch nicht merklich die Dämpfung des sekundären

Kreises. Es war notwendig, zu so großen Energien überzugehen, damit die Rückwirkung des sekundären auf das primäre System vollständig verschwindet. Man mißt sonst ganz falsche Werte (siehe die späteren Arbeiten Wiens[1]).

2. Sekundärkreis.

Das sekundäre System bestand aus einem Ölkondensator (Plattenabstand $d = 1$ mm, von 0—7300 cm variabel). Die Belastung erfolgte immer bis nahe an die Durchschlagsgrenze. Zur Messung der Stromintensität wurde anfangs wie bei Drude ein in den Kreis direkt eingeschaltetes Thermoelement verwendet. Es stellte sich aber heraus, daß der Widerstand desselben (0,5—2 Ohm) eine überwiegende Rolle gegenüber den übrigen zu bestimmenden dämpfenden Widerständen des Kreises spielt. Daher sind die Resultate unschärfer. Für technische Messungen ist es auch unbequem, ein Thermoelement und Galvanometer zu verwenden; sie stellen sich zu langsam ein, abgesehen davon, daß die Thermoelemente leicht durchbrennen. Deshalb kamen Hitzdrahtinstrumente von Hartmann & Braun in Verwendung mit $^1/_{10}$ und $^{15}/_{1000}$ maximalem Wattverbrauch. Ihre Ausschläge sind denen der Thermoelemente und Galvanometer in Hochfrequenzkreisen vollständig proportional. Sie wurden nicht direkt in den Kreis gelegt, sondern an kleine Selbstinduktionen gekoppelt. (2—3 Windungen blanker Kupferdraht 2 mm stark bei kleinen Wellen, bei großen bis 8 Windungen, Durchmesser 20 mm.)

Bei der Wahl der Koppelung des Instrumentes mußte immer darauf Rücksicht genommen werden, daß eine zu feste Koppelung die Dämpfung des Kreises ganz erheblich erhöhte. In Fig. 5 sind Dämpfungskurven bei verschieden fester Koppelung des Stromindikators dargestellt. (Flachspule, seideumklöppelte Emaillelitze $3 \cdot 40 \cdot 0{,}07$ $w = 38$, $D_1 = 70$ mm, $D_2 = 172$ mm, $L = 138{,}000$ cm.)

Koppelung außen: Kurve 1: 5 cm außerhalb der Spule,
„ „ „ 2: 7 cm der letzten Windung außen,
„ „ „ 3: $^1/_3$ Windung außen.

Je nach der Koppelung erhält man bei $\lambda = 655$ Dämpfungswerte von 0,0095, 0,012 und 0,02. Man sieht zugleich, wie mit abnehmender Welle der Einfluß der Koppelungswindungen immer größer wird. Von $\lambda = 1970$ m bis 1020 m liegt der Unterschied zwischen Kurve 1 und 2

1) Wien, Ann. (u. Phys. Ztschr.) 4, 625, 1908.

im Bereiche der Meßfehler; bei $\lambda = 655$ m beträgt er ca 20 %, d. h. annähernd von $\lambda = 1000$ cm an überwiegt noch die Dämpfung des Hitzdrahtinstrumentes. Bei den folgenden Untersuchungen wurde die Koppelung in der Art bestimmt, daß bei der größten Energieaufnahme des Kreises (begrenzt durch die Durchschlagsspannung des Kondensators) die Koppelung so lose war, daß das Wattmeter gerade noch einen brauchbaren Ausschlag zeigte. Da das Wattmeter $^1/_{10}$—$^1/_{200}$ Watt verbraucht, verschwindet sein dämpfender Einfluß nie ganz. Man erhält also keine absoluten Dämpfungswerte, sondern stets größere. In den Kurven äußert sich das Überhandnehmen der Indikatordämpfung zum Teil in einem Wiederansteigen der Dämpfungswerte bei abnehmender Welle. Als Dämpfungswiderstand im

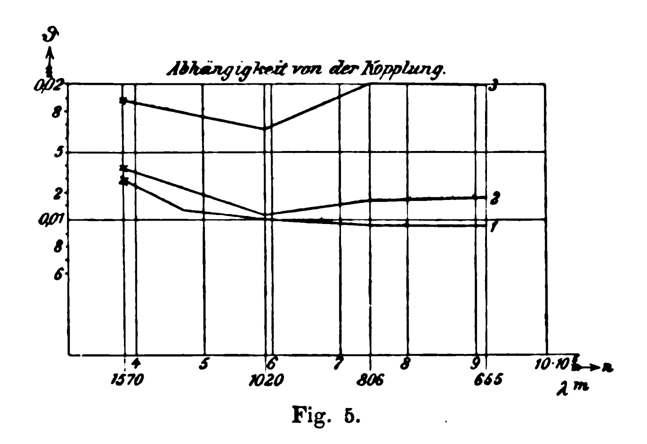


Fig. 5.

Kreise wurde ein variabler bifilarer Widerstand aus Konstantandraht verwendet. Seine Selbstinduktion war zu vernachlässigen.

Für rasche Vergleichsmessungen von Spulen gleicher Selbstinduktion und bei gleicher Koppelung des Hitzdrahtinstrumentes reicht die Methode vollkommen aus, zumal da durch die bei größerer Energie schwer ganz zu beseitigenden Schwankungen in der primären Funkenstrecke immerhin Ungenauigkeiten von etwa 5 % bei den Untersuchungen mit in den Kauf genommen werden mußten.

Eine Kontrolle der Messungen hat man durch Aufnahme der Dämpfungswerte der Spulen über einen größeren Wellenbereich. Aus den Diskontinuitäten der Kurven erkennt man die Größe der Meßfehler. Da bei dieser Methode in den gemessenen Dämpfungen die des Kondensators, der Zuleitungen und der kleinen Koppelungsspule

samt Hitzdrahtinstrument mit inbegriffen sind, so sind die tatsächlichen Unterschiede zwischen den Dämpfungen der verglichenen Spulen noch größer, als aus den Kurven zu ersehen ist.

Untersuchung der Spulen auf Dämpfung.

Um eine Spule gegebener Selbstinduktion mit geringster Dämpfung herzustellen, war auf folgendes Rücksicht zu nehmen: den Ohmschen Widerstand der Spule, wie er für Gleichstrom in Betracht kommt; die Stromverdrängung im Querschnitt; die Wirbelströme.

Um in einer Spule geringste Ohmsche Dämpfung zu haben, muß man die gegebene Selbstinduktion bei gegebenem Querschnitt mit der kleinsten Drahtlänge zu erreichen suchen. Diese Aufgabe ist in dem Kapitel über Selbstinduktionen schon gelöst. Bei unrichtiger Wahl von Spulenhöhe zu Durchmesser vergrößert sich entsprechend den Kurven 1—5 (Fig. 2) die Dämpfung durch Ohmsche Verluste.

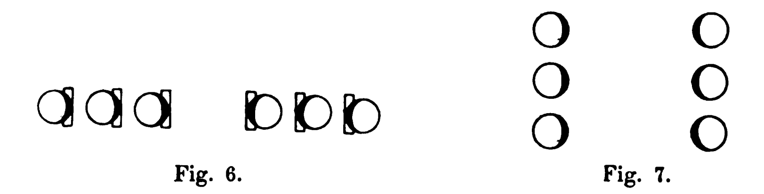


Fig. 6. Fig. 7.

Die Stromverdrängung ist einerseits durch die Wirbelströme bedingt, andererseits dadurch, daß das System auf das Minimum der Selbstinduktion sich einzustellen sucht. Letzteres ergibt sich aus einer einfachen Überlegung nach Stephan[1]) für den kreisförmigen Querschnitt und das analoge gilt für die Stromverteilung im Innern einer Spule.

Auch hier kann man für zwei parallele Stromfäden, einer im Innern und einer außen, den Ansatz machen:

$$E = i_1 w_1 + L_1 \frac{d i_1}{d t} + L_{12} \frac{d i_2}{d t} = i_2 w_2 + L_2 \frac{d i_2}{d t} + L_{12} \frac{d i_1}{d t},$$

wobei E die für die beiden parallelen Stromzweige gemeinsame elektromotorische Kraft ist. Hieraus folgt bei Vernachlässigung der Widerstände:

$$L_1 i_1 + L_{12} i_2 = L_2 i_2 + L_{12} i_1 .$$

1) Stephan, Wiener Sitzungsber. S. 99 (IIa) 1890.

Dies ist aber die Bedingung dafür, daß die magnetische Energie des Systems $= \frac{1}{2}(L_1 i_1^2 + 2 L_{12} i_1 i_2 + L_2 i_2^2)$ bei gegebenem $i_1 + i_2$ ein Minimum wird.

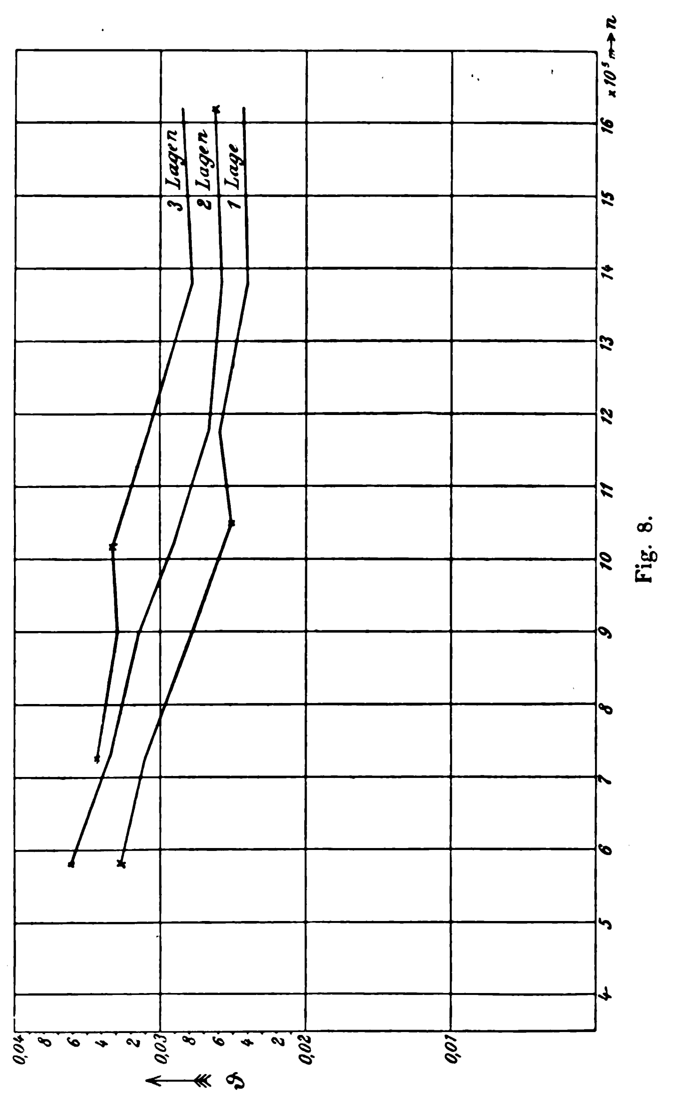


Fig. 8.

Der Strom stellt sich also bei größeren Querschnitten so ein, daß er fast nur auf der Innenseite der Spule fließt (Fig. 6 und 7).

Der übrige Teil des Querschnittes hängt nur dämpfend daran (in Fig. 6 und 7 die weiße Fläche), indem in ihm durch den stromführenden Teil Wirbelströme induziert werden. Hieraus ergibt sich, daß man am besten eine derartige Spule mit vollem Querschnitt, wie sie z. B. für die Erregerkreise der drahtlosen Telegraphie verwendet werden, aus Metallband herstellt und als Flachspirale ausbildet, entsprechend dem rechteckigen Querschnitt in Fig. 6.

Die weitaus größten Verluste und Stromverdrängungen in den Spulen erhält man durch die Wirbelströme. Denkt man sich Spulenkörper und Feld getrennt, so bildet dann ersterer eine im Feld liegende Kupfermasse, in der Wirbelströme induziert werden müssen. Welchen Einfluß sie auf die Dämpfung der Spulen haben, sieht man am deutlichsten an den folgenden Kurven (Fig. 8), 1 ist die Dämpfungskurve einer Spule aus 0,5 mm starkem Kupferdraht (doppelt Seide umsponnen) $w = 33$, $h = 47$ mm, $D = 49$ mm.

Wickelt man auf diese Spule eine zweite Lage desselben Drahtes parallel zu der ersten, so daß jetzt überall der doppelte Querschnitt vorhanden ist, so wird die Dämpfung größer statt kleiner, weil der Strom fast nur an der Innenseite des ersten Querschnittes fließt und der äußere Teil nur dämpfend daran hängt. Geht man bis auf acht Lagen, so wird die Dämpfung immer größer. Zugleich verringert sich mit zunehmender Lagenzahl entsprechend den immer größer werdenden Wirbelstromverlusten die Selbstinduktion der Spule.

Die gemessenen Werte waren:

Eine Lage

λ^m	c^{cm}	w^Ω	ϑ
370	900	1,5	0,0243
433	1200	1,3	0,024
510	1650	1,2	0,0258
585	2250	0,98	0,025
665	2870	0,97	0,0278
820	4350	0,88	0,031
1030	7000	0,72	0,0327

Zwei Lagen

λ^m	c^{cm}	w^Ω	ϑ
370	930	1,57	0,0263
433	1260	1,33	0,0258
510	1730	1,18	0,0267
585	2310	1,1	0,029
665	2980	1,05	0,0314
820	4520	0,91	0,0335
1030	7270	0,77	0,0362

Drei Lagen

370	970	1,62	0,0284
433	1300	1,38	0,0278
510	1790	1,32	0,0308
585	2390	1,22	0,0332
665	3100	1,04	0,0328
820	4640	0,91	0,0344

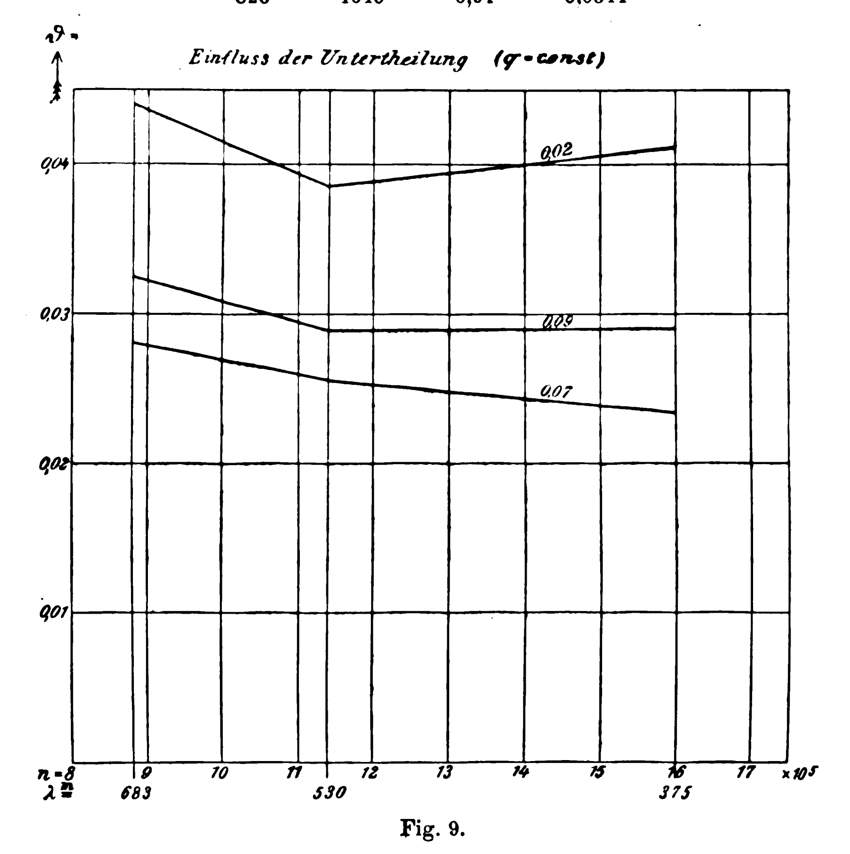


Fig. 9.

Für Spulen aus vollem Querschnitt haben Wien und Sommerfeld[1]) die Widerstandserhöhung bei Hochfrequenz in grundlegender Weise theoretisch dargestellt. Es ergeben sich [siehe auch Batelli und Magri[2])] 2—5mal so große Wiederstandswerte wie für Nieder-

1) Wien, Ann. 6, 1, 1904; Sommerfeld, Ann. 14, 603, 1907.

2) Batelli und Magri, Phys. Ztschr. S. 539 u. S. 181, 1902; Black, Ann. 19, 157, 1906.

frequenz. Um diese Widerstandserhöhung, besonders bei Telephonen zu vermeiden, schlug Dolezaleck[1]) vor, den Querschnitt zu unterteilen und den Einzeldrähten gleichen Ohmschen und induktiven Widerstand zu geben. Graf Arco führte die unterteilten Litzen im Jahre 1904 zuerst in der drahtlosen Telegraphie[2]) ein. Die Einzeldrähte wurden alle voneinander sorgfältig isoliert und so miteinander verdrillt, daß jeder Draht gleich oft an die Oberfläche und in die Mitte des Querschnittes kommt.

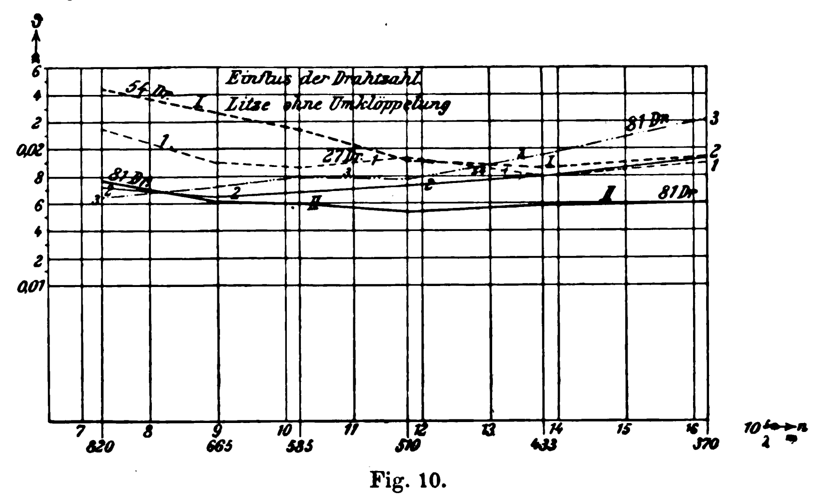


Fig. 10.

Wien gibt in seiner Arbeit[3]) auch eine Formel für die Widerstandserhöhung von Litzen an

$$\frac{\pi^4 \varrho^4 m^3 r}{c^2 \sigma \nu^3} n^2,$$

ϱ = Drahtradius, ν = Anzahl der Drähte, c = Länge des Solenoids, m = Windungszahl. Sie ist also abhängig vom Quadrat der Periodenzahl und eine Funktion der Drahtstärke.

Wir müssen also, um auf geringe Wirbelstromverluste zu kommen, ganz fein den Querschnitt unterteilen, und zwar um so mehr, je größer die Periodenzahl ist. Aus den Kurven der Fig. 9, 10, 11 sieht man dies ganz deutlich. Und da man durch bloße Verkleinerung der Unterteilung schon so große Unterschiede in der Dämpfung erhält, so

1) Dolezaleck, Ann. 12, 1142, 1903.

2) D. R. P. Nr. 166946.

3) Ann. 14, 20, 1904.

müssen überhaupt für die Dämpfung einer Spule das Ausschlaggebende die Wirbelstromverluste sein.

Um den Einfluß der Wirbelströme möglichst hervortreten zu lassen, wurden drei Spulen aus Emaillelitze ohne jede weitere Isolation, die Windungen unmittelbar aneinander gelegt, untersucht und den Spulen dabei eine möglichst langgestreckte Form gegeben ($h/D = 2{,}7$, $D = 22$ mm). Die Drahtstärken der Einzeldrähte waren $d = 0{,}2$ mm, 0,09 mm und 0,07 mm. Die bei drei verschiedenen Wellen gemessenen Dämpfungen (w = gemessener Dämpfungswiderstand) waren (Fig. 9):

	$\lambda = 375$ m, $c = 2640$ cm		$\lambda = 530$ m, $c = 4660$ cm	
	w^{Ω}	ϑ	w^{Ω}	ϑ
$d = 0{,}2$	0,88	0,041	0,66	0,0385
$d = 0{,}09$	0,62	0,03	0,48	0,0282
$d = 0{,}07$	0,5	0,0234	0,43	0,0254

$\lambda = 683$ m, $c = 7780$ cm

$d$mm	w^{Ω}	ϑ
0,2	0,58	0,044
0,09	0,43	0,0325
0,07	0,37	0,028

In welcher Art sich der Einfluß der Wirbelströme mit der Wellenlänge und Unterteilung ändert, zeigen auch die Kurven in Fig. 10 und 11. Hier sind die Dämpfungskurven von Spulen mit normalen Dimensionsverhältnissen ($h/D = 0{,}5$—1) dargestellt. Es wurden Emaillelitzen ohne weitere Isolation, und zwar aus 0,12 mm starkem Draht, Litzen mit 81, 54 und 27 Drähten, ebenso aus $d = 0{,}07$ mm Litzen aus 81 und 54 Drähten untersucht.

Die Wickelungsangaben der Spulen waren:

Spule I: Litze $1 \cdot 27 \cdot 0{,}12$, $h = 38$ mm, $D = 49$ mm, $w = 28$,
Kurve 1, $L = 32{,}700$ cm.

λ^{m}	c^{cm}	w^{Ω}	ϑ
370	1070	0,98	0,019
433	1410	0,83	0,018
510	1950	0,76	0,0194
585	2660	0,61	0,0187
665	3430	0,55	0,019
820	5170	0,51	0,0215

1) Die Messung wurde mit einer der ersten Löschfunkenstrecken der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie gemacht. Es traten noch kleine Unregelmäßigkeiten in der Funkenstrecke auf.

Spule II: Litze $2 \cdot 27 \cdot 0{,}12$, $h = 52$ mm, $D = 49$ mm, $w = 32$, Kurve 2, $L = 32{,}700$ cm.

λ^m	$w\Omega$	ϑ
370	1,00	0,0193
433	0,83	0,018
510	0,68	0,0173
585	0,58	0,0176
665	0,48	0,0162
820	0,41	0,0172

Spule III: Litze $3 \cdot 27 \cdot 0{,}12$, $h = 62$ mm, $D = 49$ mm, $w = 34$, Kurve 3, $L = 32{,}700$ cm.

λ^m	$w\Omega$	ϑ
370	0,115	0,0221
433	0,9	0,0194
510	0,7	0,0177
585	0,6	0,018
665	0,5	0,0172
820	0,39	0,0164

ebenso für $d = 0{,}07$ mm.

Spule IV: Litze $2 \cdot 27 \cdot 0{,}07$, $h = 32$ mm, $D = 49$ mm, $w = 8$, Kurve I, $L = 32{,}700$ cm.

λ^m	$w\Omega$	ϑ
370	1,00	0,0193
433	0,83	0,0185
510	0,75	0,0191
585	0,7	0,0214
665	0,63	0,0226
820	0,58	0,0299

Spule V: Litze $3 \cdot 27 \cdot 0{,}07$, $h = 32$ mm, $D = 49$ mm, $w = 28$, Kurve II, $L = 32{,}700$ cm.

λ^m	$w\Omega$	ϑ
370	0,83	0,016
433	0,73	0,0158
510	0,6	0,0153
585	0,53	0,016
665	0,47	0,01615
820	0,42	0,0177

Ihre Dämpfungswerte sind in Fig. 10 zusammengestellt.

Aus Kurve 1 und 2 sieht man, daß bei $\lambda = 370$ m die Spule aus 27 Drähten $d = 0{,}12$ mm trotz des dreimal so großen Ohmschen

Widerstandes um 14 % besser erscheint als diejenige aus 81 Drähten derselben Drahtstärke. In Wirklichkeit sind die bei diesen Messungen

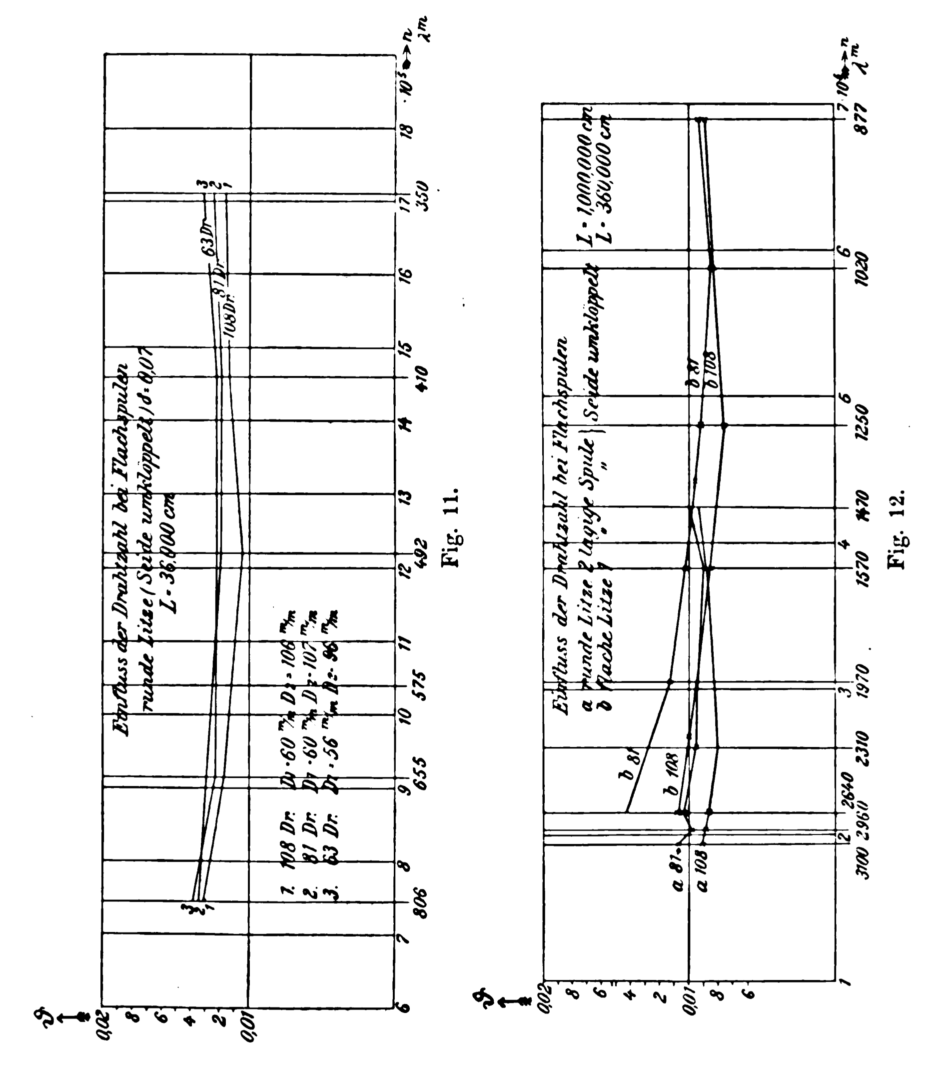


Fig. 11.

Fig. 12.

auftretenden Unterschiede noch größer, da die gemessenen Dämpfungswerte noch die Kondensatordämpfung und die Dämpfung durch das Hitzdrahtinstrument enthalten (siehe Dämpfungsmessungen).

Bei $\lambda = 460$ m ist der größere Ohmsche Verlust der 27drähtigen Litze gleich dem größeren Wirbelstromverlust der 81drähtigen. Bei $\lambda = 820$ m verhalten sich die beiden Spulen schon umgekehrt wie bei 370 m. Die 81drähtige Litze ist erheblich besser als die 27drähtige, weil bei größeren Wellen der Einfluß der Wirbelstromverluste gegenüber den Ohmschen immer mehr zurücktritt.

Die Kurven I und II, Fig. 10 geben dieselben Verhältnisse für Litzen aus $d = 0{,}07$ mm, und zwar für 81 und 54 Drähte. Man sieht die 54drähtige bleibt im ganzen Bereich bedeutend schlechter als die 81drähtige. Das heißt: hier sind die Wirbelstromverluste durch die feine Unterteilung bedeutend reduziert gegenüber den bei der Litze aus $d = 0{,}12$ mm auftretenden, und die Ohmschen Verluste sind maßgebender. Aber auch hier wird mit abnehmender Welle der Einfluß der Wirbelströme immer größer und die beiden Kurven nähern sich immer mehr. So beträgt der Unterschied der Dämpfungen der beiden Spulen bei $\lambda = 820$ m $38\,^0/_0$, bei $\lambda = 370$ m $20{,}5\,^0/_0$.

Aus den Kurven der Fig. 10 kann ganz allgemein geschlossen werden: Man kann bei gegebener Drahtstärke und Wellenlänge einen günstigsten Litzenquerschnitt (resp. günstigste Drahtzahl) finden, bei der eine Spule gegebener Selbstinduktion und Form eine geringste Dämpfung erhält.

So ist für $d = 0{,}12$ mm und die Welle $\lambda = 370$ m der günstigste Querschnitt kleiner als 0,305 mm² (27 Drähte) für $\lambda = 433$—670 m liegt er zwischen 0,61 (54) und 0,915 mm² (81 Drähte), für $\lambda = 670$ m ist er größer als 0,915 mm² (81 Drähte). Bei der Drahtstärke 0,07 mm ist für den ganzen Wellenbereich bis 370 m der günstigste Querschnitt größer als 0,314 mm (81 Drähte).

In den folgenden Kurven ist noch der Einfluß der Drahtzahl bei ein- und mehrlagigen seideumklöppelten Flachspulen $d = 0{,}07$ dargestellt, und zwar in Fig. 11 für eine runde Litze, seideumklöppelt. In Fig. 12 Kurve b für Flachlitze, seideumklöppelt, in Fig. 12 Kurve a für eine zweilagige Spule aus runder Litze, seideumklöppelt.

Der Einfluß der Drahtzahl bei größeren Wellen und Flachlitzen, sowie mehrlagigen Flachspulen aus runder Litze, $d = 0{,}07$ mm, ist derselbe wie oben (Fig. 10). Je größer die Wirbelstromverluste werden, desto mehr nähern sich die Kurven verschiedener Drahtzahl und mit einer Steigerung der Drahtzahl ist dann oft nicht mehr eine Verminderung der Dämpfung verbunden.

Aus Fig. 13 ist noch der Einfluß der Drahtstärke bei konstanter Drahtzahl zu entnehmen für drei Zylinderspulen gleicher Selbstinduktion

aus 81 Emailledrähten (3 • 3 • 3 • 3) von den Drahtstärken 0,12, 0,09 und 0,07 mm (ohne weitere Isolation).

Ganz allgemein sieht man schon aus der Dämpfungskurve, wie man eine Spule verbessern kann. Steigt die Kurve nach links an, so überwiegt noch der Ohmsche Widerstand und man erhält durch Vermehrung der Drahtzahl eine geringere Dämpfung; steigt sie nach rechts an, so überwiegen noch die Wirbelströme, soweit dies Ansteigen nicht die Koppelung des Hitzdrahtinstrumentes bewirkt, und es ist noch möglich, durch Verringerung der Drahtzahl auf kleinere Dämpfungen zu kommen.

Bei mehrlagigen Spulen treten die Wirbelstromverluste noch stärker hervor[1]) und es stellte sich die Notwendigkeit heraus, besonders

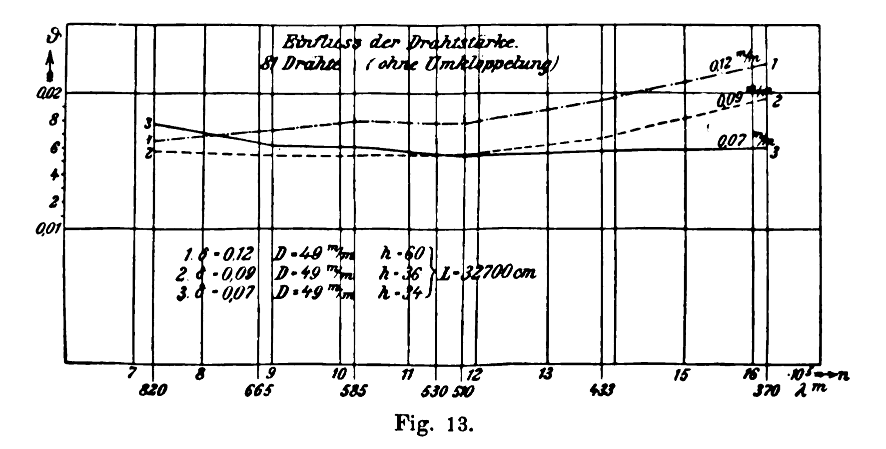


Fig. 13.

für die kleinen Wellen, auch bei Drahtunterteilungen von $d = 0{,}12$ oder 0,07 mm, nur einlagige Spulen zu verwenden. So ist in Fig. 14 eine zweilagige Spule aus 50 litzigem Emailledraht dargestellt, Spule III (Pyramidenwicklung $D = 90$ mm, $w = 29_5$ mm). Die gemessenen Werte sind:

λ	c	w	ϑ
410	440	2,6	0,0187
492	610	1,98	0,0164
655	1070	1,25	0,0136
806	1620	0,9	0,0113
1020	2680	0,7	$0{,}0122_5$

1) Siehe Rusch, Jahrb. 1908, S. 373, der allerdings seine Spulen bei so großen Wellen untersuchte, wie sie in der drahtlosen Telegraphie nicht vorkommen.



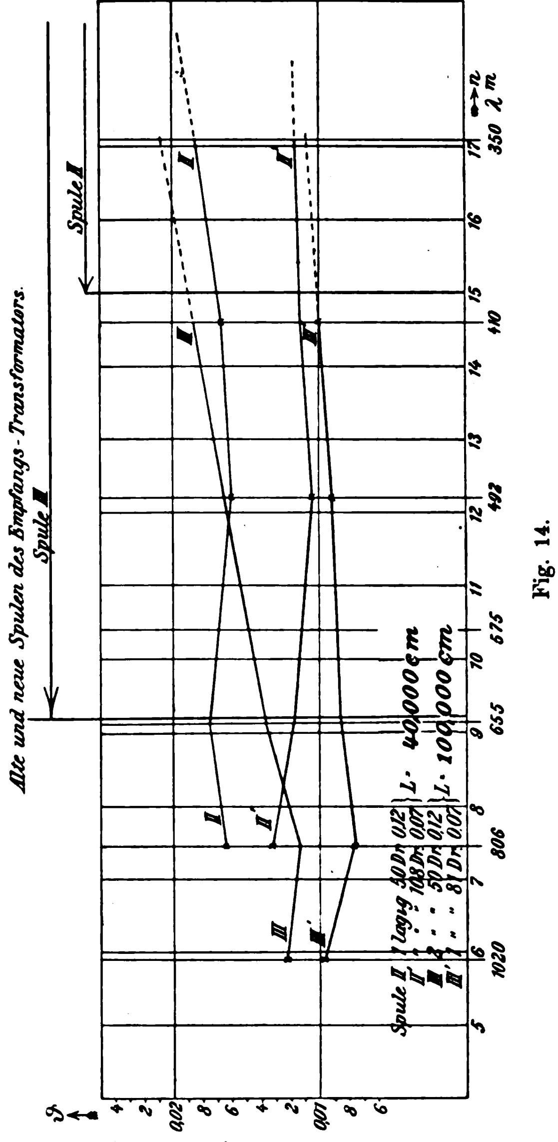


Fig. 14.

Das starke Ansteigen der Kurve nach rechts im Bereich von $\lambda =$ 800—400 m ist auf große Wirbelstromverluste zurückzuführen. Die ihr entsprechende einlagige Spule aus 81drähtiger Litze $d = 0{,}07$ mm, Kurve III′ verläuft fast horizontal.

Ihre Werte sind:

$D_1 = 75$ mm, $D_2 = 135$ mm

410	440	1,4	0,01
492	610	1,1	0,00913
655	1070	0,8	0,0087
806	1620	0,7	0,0076
1020	2630	0,55	0,0097

Dasselbe Bild geben die Spulen IV, IV′ und V, V′ aus $d = 0{,}07$ mm und $d = 0{,}12$ mm, 50 Drähte $d = 0{,}12$ mm stärkere Isolation. $L =$ 435,000 cm.

Spule IV, 4lagig, $W = 58$ $D = 90$ mm
50 Drähte $d = 0{,}12$ mm, stärkere Isolation

λ^m	c	w	$\mathfrak{d}$
877	460	3,95	0,0139
1020	620	3,0	0,0122
1250	970	2,07	0,0107
1570	1580	1,55	0,0109
1970	2350	1,15	0,033
2310	3380	1,05	0,01025
2640	4460	0,9	0,01018

Flachspule IV′, 108 Drähte, $d = 0{,}07$ mm
$D_1 = 82$ mm, $D_2 = 166$ mm

λ	w	$\mathfrak{d}$
877	2,55	0,0089
1020	2,1	0,0083
1250	1,5	0,00765
1570	1,3	0,0087
1970	1,16	0,0099
2310	1,05	0,0102
2640	0,91	0,0102

Spule V, 50 Drähte Emaillelitze, $d = 0{,}12$ mm
5lagig (Pyramidenwickelung), $D = 90$ mm

λ	c	w	$\mathfrak{d}$
1420	420	3,63	0,0128
1570	530	4,8	0,0108
1970	820	3,18	0,0088
2310	1140	2,58	0,0085
2640	1500	2,14	0,00805
2960	1930	1,93	0,0084
3100	2330	1,78	0,0089

Flachspule V′, 108 Drähte, $d = 0{,}07$ mm, 2lagig

λ	c	w	$\mathfrak{d}$
1420	460	4,32	0,00935
1570	590	3,63	0,00905
1970	890	2.65	0,0079
2310	1260	2,05	0,00745
2640	1640	1,95	0,00806
2960	2100	1,87	0,0089
3100	2440	1,7	

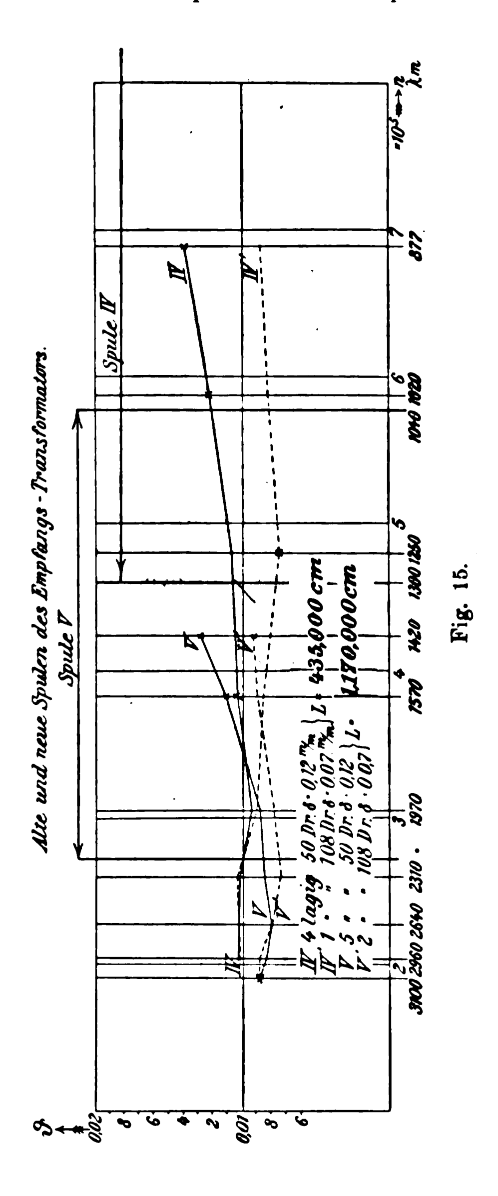


Fig. 15.

Die Kurven der vier- und fünflagigen Spulen aus den Drahtstärken 0,12 steigen stark nach rechts auch noch bei verhältnismäßig geringen Wechselzahlen an, die der Spulen aus $d = 0{,}07$ mm sind

anfangs horizontal (II′, III′) oder wenig geneigt (V′ 2lagige Spule, IV Flachlitze) und steigen dann nach links an, da dann bei den größeren Wellen der Ohmsche Widerstand mehr zur Geltung kommt. Mit zunehmender Welle nähern sich wieder die Kurven der Spulen gleicher Selbstinduktion, aber verschiedener Drahtstärke, und schneiden sich, wenn die vergrößerten Ohmschen Verluste der einen gleich den vergrößerten Wirbelstromverlusten der anderen sind. (Spule V und V′ bei $\lambda = 2780$ m, IV und IV′ bei $\lambda = 1970$ m.)

Zum Schlusse seien zum Vergleich die Dämpfungswerte der Spulen, wie sie bisher zum Hörempfang der drahtlosen Telegraphie verwendet wurden (50drähtige Litze $d = 0{,}12$ mm) und den neuen Flachspulen (81drähtige resp. 108drähtige Litze aus $d = 0{,}07$ mm) in Fig. 14 und 15 zusammengestellt.

Zugleich sind durch vertikale Striche die Bereiche angegeben, in denen die Spulen bisher zur Verwendung kamen. Die Dämpfungsmessungen konnten nicht ganz bis zum Ende des Bereiches ausgedehnt werden, weil dann bei der kleinen Kapazität (unter 440 cm) die vom Kreise aufgenommene Energiemenge zur Messung nicht mehr genügte.

Man sieht, daß die Spulen gerade in den Wellengebieten, wo sie verwendet wurden, ihre ungünstigsten Dämpfungswerte haben, besonders wenn man sich noch ihre Kurven bis zum Ende ihrer Bereiche geradlinig ergänzt denkt. Doch schon in dem untersuchten Bereich sind die maximalen Unterschiede der alten und der neuen Spulen bezüglich der Dämpfung bei Verwendung von 81 Drähten (0,07):

für Spule	II	36,5 %	bei	$\lambda =$	350 m
„ „	III	46,5 %	„	$\lambda =$	410 m
„ „	IV	36,0 %	„	$\lambda =$	877 m
„ „	V	27,0 %	„	$\lambda =$	1420 m

Während die außerhalb des verwendeten Bereiches liegenden kleinsten Unterschiede der Dämpfungswerte:

bei Spule	II	19,5 %
„ „	III	20,8 %
„ „	IV	—
„ „	V	—

betragen.

Tatsächlich sind die Verbesserungen der Spulen noch bedeutender (siehe Dämpfungsmessungen), kommen jedoch nur in Empfangskreisen für ungedämpfte Schwingungen ganz zur Geltung. Für Empfangs-

kreise wenig gedämpfter Schwingungen wurde deshalb mit der Unterteilung nicht unter 0,07 mm und mit der Drahtzahl in der Regel nicht über 120 gegangen.

Einfluß von Metallteilen.

An jeder in der Hochfrequenztechnik verwendeten Spule sind einige Metallanschlüsse zur Befestigung und Stromzuführung nötig, so z. B. sind an den auswechselbaren Spulen der bisherigen Hörempfangstransformatoren drei Anschlußteile von je 4 qcm Fläche.

Ferner kommt es sehr häufig vor, daß die Spulen in der Nähe von Metallflächen (Schiffswänden oder Kondensatoren) montiert werden müssen. Diese Metallteile erhöhen in sehr erheblicher Weise die Dämpfung der Spulen, indem in ihnen Wirbelströme induziert werden. Die Wirbelstrombildungen sind so groß, daß z. B. Metallteile (Schrauben), die sich im mittleren Felde der Erregertransformatoren für rasche Funken befinden, glühend werden (z. B. bei $\lambda = 1000$ m zweilagige Spule, $D_1 = 140$, $D_2 = 201$, $J = 10 A$).

Die Größe des Verlustes ist gegeben durch $L = \pi n p_m \cdot \pi n Q_m^2$ [1]), also proportional dem Quadrate der Wechselzahl. Bei zylindrischen Spulen tritt der Einfluß solcher Metallteile und Wände am meisten hervor, besonders bei mehrlagigen. Solche Spulen haben ein in der Spulenachse stark gerichtetes Feld. Die Metallanschlüsse an ihren Enden werden von einem starken Kraftlinienfluß senkrecht getroffen. Sie erhöhen die Dämpfung um 14—4 %, wie aus den nachfolgenden Beispielen ersichtlich ist.

Spule III, $\lambda = 500$ m, $c = 700$ cm
mit Metallteilen $\vartheta = 0{,}0198$ $w = 2{,}96$
ohne „ $\vartheta = 0{,}01735$ $w = 2{,}86$

Eine Blechwand in 30 cm Entfernung einer einlagigen Zylinderspule $h = 52$ mm, $w = 79_5$, $D = 25$ mm bei $\lambda = 1370$ m erhöhte die Dämpfung noch um fast 5 %.

Um bei Zylinderspulen diesen schädlichen Einfluß zu vermindern, müßte man zu langgestreckten Spulenformen übergehen.

Besonders günstig sind in dieser Beziehung die Flachspulen. Eine Flachspule kann man bis auf 6 cm einer Metallwand ohne merkliche Dämpfungszunahme nähern. Das erklärt sich daraus, daß das Feld der Flachspule diese mehr flächenartig einhüllt und in der Mitte weniger gerichtet ist. Auch kann es infolge seiner

1) Zenneck, Elektrot. Schwingungen, S. 215.

größeren Streuung den in seinem Bereiche liegenden Metallteilen leichter ausweichen.

Dazu kommt, daß bei der konstruktiven Ausführung die Befestigungsteile immer am äußeren Rande der Spule angebracht werden, d. h. dort wo die Felder die größte Streuung haben. Eine Dämpfungszunahme durch die metallenen Befestigungsteile kann daher bei ihnen nicht beobachtet werden.

Anwendung.

Aus den vorangehenden Untersuchungen ergibt sich, daß man, um auf geringe Dämpfung bei Spulen zu kommen, fein unterteilte Litze (0,07 mm) als Spulenmaterial verwenden muß, und daß die günstigste Spulenform die einer Flachspule ist ($h/D \cong 0{,}4$). Sie genügt am besten allen elektrischen Anforderungen (geringer Ohmscher Verlust, weil größere Kraftlinienverkettung, geringe Wirbelstromverluste, geringer Einfluß von Metallteilen außerhalb der Spule). Dazu kommen noch ihre Vorzüge vom technischen Standpunkt aus, die günstige Raumausnutzung, handliche Form, und einfache Herstellung. Es führte deshalb ihre Verwendung zu einfachen und schönen Neukonstruktionen für die meisten Apparate der Hochfrequenztechnik. Von weittragender Bedeutung war insbesondere bei der Konstruktion der Sendeapparate die Anwendung der fein unterteilten Litze; sie ließ eine viel größere Freiheit in der Formgebung der Spulenn zu, da die Erwärmung der Apparate durch die Wirbelstromverluste auch bei gedrängter Spulenkonstruktion und großen Strombelastungen (10—40 Ampere) so gering ist, daß den Leitungsquerschnitten die gleichen oder bei günstigen Kühlungsverhältnissen sogar kleinere Dimensionen gegeben werden konnten als in der gewöhnlichen Starkstromtechnik. Solche Konstruktionen waren früher bei Hochfrequenzapparaten unter Verwendung der alten Litzen oder voller Querschnitte wegen der großen Wärmeentwickelung undenkbar; macht sich doch schon ein Unterschied in der Drahtstärke der Unterteilung von 0,07 auf 0,12 mm derart bemerkbar, daß eine Flachspule für Strombelastungen von 20—30 Ampere aus bis auf 0,12 mm unterteilter Litze heiß wird, während eine solche mit dem gleichen Querschnitt und gleicher Strombelastung aber aus 0,07 mm unterteilter Litze kalt bleibt.

Im folgenden sind einige der neuen Apparate beschrieben.

(Fortsetzung folgt.)

(Eingesandt 25. Mai 1909.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Moderne Radiotelephonie nach Poulsen.

Von **Eugen Nesper.**

Die ersten Versuche, welche Poulsen mit drahtloser Telephonie anstellte, liegen weit zurück. Datiert doch seine erste dänische Patentanmeldung auf drahtlose Telephonie schon vom 27. September 1904. In letzterer (dänisches Patent Nr. 8208) wurden mittels des betreffenden Sprechmikrophons sowohl eine induktive Beeinflussung des Speisestromes der Bogenlampe oder des parallel zur Bogenlampe geschalteten Schwingungskreises durch die Mikrophonschwingungen, als auch die direkte Einschaltung des Mikrophons in den Schwingungskreis oder an das Magnetfeld der Lampe oder parallel zum Schwingungskreise angegeben.

In Fig. 1 ist die letztere Anordnung entsprechend einer Figur des Patentes schematisch wiedergegeben, *A* ist der Lichtbogen, *B* der Schwingungskreis, *C* das Sprechmikrophon, *D* ein Kondensator.

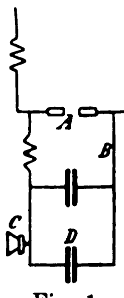


Fig. 1.

Im Herbst 1906 stellte Poulsen in Lyngby bei Kopenhagen eine drahtlose Telephonverbindung auf 200 m her, bei welcher die Empfangsantenne nur 5 m hoch war. Das Mikrophon war hierbei in die Antenne, oder auch in den Sprechstromkreis eingeschaltet und es wurden durch Hineinsprechen in das Mikrophon und die dadurch bedingte Widerstands- und Energieveränderung die ausgesandten Schwingungen beeinflußt. Die Verständigung war hierbei wie bei allen richtig dimensionierten Fernsprechverbindungen eine vorzügliche, wobei es besonders angenehm auffiel, daß alle störenden Nebengeräusche, welche bei der Drahttelephonie durch Kapazitätsschlüsse, Erdschluß, Erdmagnetismus, Nebenschluß, Induktion benachbarter Leitungen usw. herbeigeführt werden, in Fortfall kamen.

Die Poulseneinrichtungen sind neuerdings wesentlich verbessert worden. Insbesondere sind am Poulsenschen Lichtbogengenerator zweckmäßige Vereinfachungen angebracht worden und es ist gelungen, sowohl die Sende-, als auch die Empfangsschwingungskreise ungedämpfter als früher zu gestalten.

Eine neuere Poulsenanlage für drahtloses Fernsprechen gibt

Fig. 2 wieder.[1]) Aus dieser Figur ist rechts der Poulsen-Lichtbogengenerator mit transversalem Magnetfeld ersichtlich. An der Vorderplatte, welche aus Marmor hergestellt ist, ist ein Tropfgefäß angebracht, welches Spiritus oder eine andere Kohlenwasserstoffverbindung enthält und diesen tropfenweise in die Lichtbogenkammer, welche sich hinter der Marmorplatte befindet, einführt. Hier findet eine sofortige Verdampfung des Spiritus und damit die Herstellung der Wasserstoffatmosphäre statt. Aus der Marmorplatte nach vorn heraus ragt der Handgriff der Kupferelektrode, welche eine Wasserkühlung aufweist. Das Kühlwasser wird hierbei mittels Schläuchen zu- und abgeführt. Hinter dem Poulsenschen Lichtbogengenerator ist eine Spule, links von ihm ein Drehplattenkondensator abgebildet. Letztere beiden

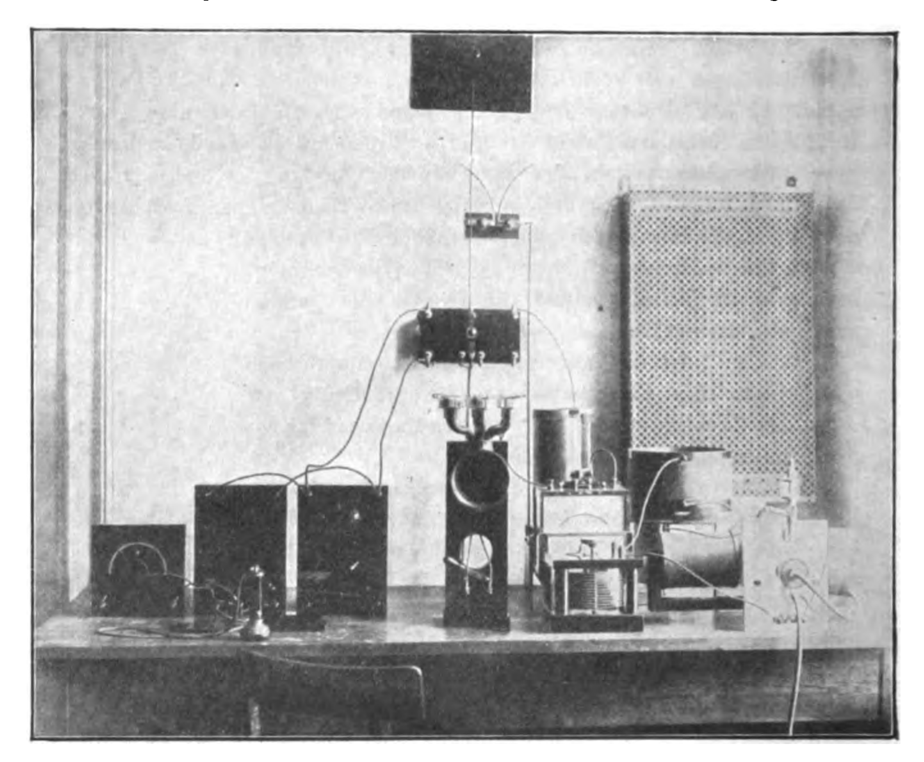


Fig. 2.

1) Vgl. auch Jahrb. 1, 425—427, 1908. Die Red.

bilden das Schwingungssystem, welches induktiv auf eine hinter dem Drehplattenkondensator aufgestellte Spule einwirkt. Diese ist einerseits mit der Antenne, welche in der Abbildung nach oben geht, andererseits mit einem oder mehreren in Serie oder parallel geschalteten Mikrophonen verbunden, zu welchen Blockkondensatoren parallel geschaltet sind. An den Mikrophonen liegt die Erde. Auf der linken Seite des Bildes ist der Empfänger dargestellt, welcher von der Mitte nach links zu betrachtet, aus einer losen Koppelungseinrichtung, einem Resonanzkreise und einem Thermodetektor mit Telephon besteht. Die Schaltung des Senders und Empfängers dieser Poulsenstation für drahtloses Fernsprechen ist nochmals in Fig. 3 zum Ausdruck gebracht und zwar stellt I den Sender, II den Empfänger dar. *A* ist der Lichtbogengenerator, *B* und *C* die Kapazität und Selbstinduktion des Schwingungskreises. In loser Koppelung hiermit steht

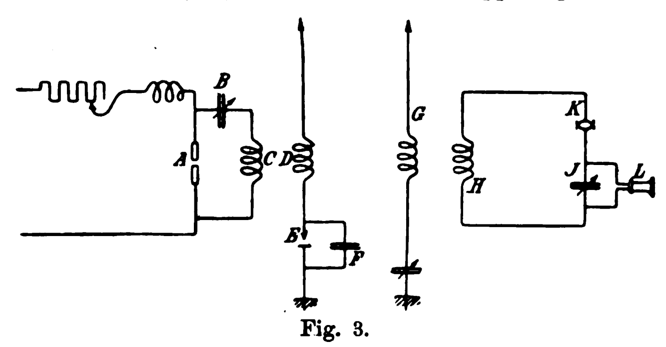


Fig. 3.

der Luftleiter *D*. *E* ist der Mikrophonkontakt, an dessen Stelle selbstverständlich auch mehrere verwendet werden können. *F* ist ein zu letzterem parallel geschalteter Kondensator, für welchen auch ein anderer passender Hochfrequenzwiderstand, wie z. B. eine passende Selbstinduktion gesetzt werden kann.

Auf der Empfangsseite ist *G* das Empfangsluftleitergebilde, welches zweckmäßig mit Abstimmitteln versehen wird. *H* ist die Selbstinduktion, *J* die allmählich veränderliche Kapazität des Empfangssystems. *K* ist der in den Resonanzkreis eingeschaltete Thermodetektor. Parallel zu *J* liegt das Telephon *L*.

Es können noch andere Empfangsschaltungen für die Radiotelephonie nach dem Poulsensystem benutzt werden. Während bei der abgebildeten Empfangsschaltung ein verhältnismäßig großer Energiebetrag dem Detektor zugeführt wird, so daß hierdurch leicht Verzerrungen der aufgenommenen Laute entstehen können, ist es beispielweise sehr

leicht möglich, den Detektor in irgend einer der bekannten Weisen mit dem Empfangsresonanzkreise lose gekoppelt zu verbinden.

Bei kleinen und stark gedämpften Luftleitern ist die Möglichkeit vorhanden, daß das Verhältnis der im Lichtbogen vorhandenen Energie zur schwingenden Energie ein unrichtiges wird und daß alsdann keine brauchbaren kontinuierlichen Schwingungen erzeugt werden. Dieser Übelstand wurde von Hahnemann und Scheller dadurch abgestellt, daß sie zwischen Lichtbogengenerator A (s. Fig. 4) und Antenne C ein aus einer lokalisierten Kapazität und Selbstinduktion bestehendes System einschalteten. Man kann sich dann, da die Selbstinduktion der Spule D gegenüber der Selbstinduktion des Luftleiters C außerordentlich groß ist und die letztere gegenüber der ersteren nicht mehr in Betracht kommt, und BD somit die Wellenlänge des gesamten Systems bestimmt, die Antenne und Erdung als parallel geschaltete Kapazität zu diesem System vorstellen. Da es nun leicht möglich ist, die Kapazität B ziemlich ungedämpft zu gestalten, so erreicht man durch diese Anordnung, daß das Verhältnis der Lichtbogenenergie zur Schwingungsenergie verhältnismäßig klein wird und daß gute Schwingungen erzeugt werden. Mit Rücksicht darauf, daß bei diesem Vorgange das System BD schwungradartig Energie aufspeichert und an den Luftleiter abgibt, wurde diese Anordnung „Schwungradschaltung" genannt.

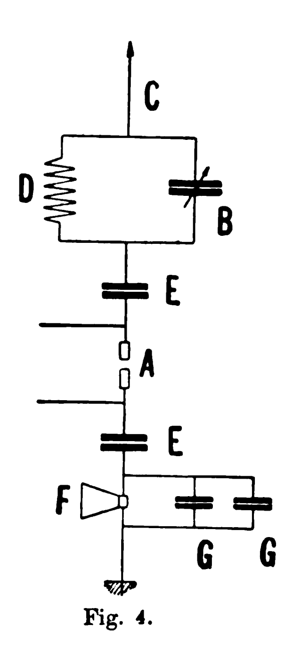


Fig. 4.

In Fig. 4 sind E verhältnismäßig große Glasblockkondensatoren. F ist ein Mikrophon, zu welchem Blockkondensatoren G parallel geschaltet sind, deren Größenordnung etwa zwischen 50000 und 200000 cm liegt.

Derartige radiotelephonische Stationen nach dem Poulsensystem sind bisher nicht nur bei festen und Schiffsstationen, sondern auch schon bei fahrbaren Stationen angewendet worden.

Fig. 5 zeigt den Hinterwagen einer derartigen fahrbaren Station, welche für militärische Zwecke bestimmt war. Auf der rechten Seite im Innern des Karrens ist der Lichtbogengenerator, auf der linken

Seite die Empfangsstation erkennbar. An der linken Hintertür ist das in die Antenne einzuschaltende Mikrophon für drahtlose Telephonie angebracht. Die Reichweite dieser Stationen für drahtloses Fernsprechen betrug ca. 50 km.

Ein moderner Poulsengenerator, wie er auch für die Zwecke der drahtlosen Telephonie geeignet ist, ist in Fig. 6 wiedergegeben. Die senkrechten Spulen, welche ähnlich wie bei einer Dynamo-

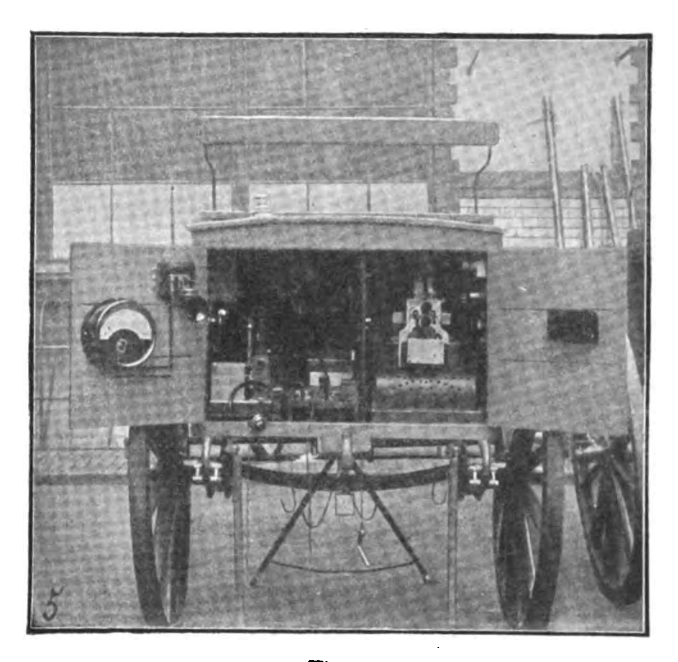


Fig. 5.

maschine der Edisontype angeordnet sind, dienen zur Erzeugung des Magnetfeldes. Der mit Kühlrippen versehene Körper zwischen diesen Spulen stellt die Lichtbogenkammer dar. Hinter dem Deckel dieser Lichtbogenkammer ist der für die Spiritustropfölung erforderliche automatische Spirituszuführer zu erkennen. Aus der Vorderplatte der Flammenkammer ragt ein Handgriff hervor, an welchem eine Zündvorrichtung und ein Drehmechanismus befestigt ist. Letzterer wird durch eine von einem kleinen Elektromotor angetriebene Schnecke bewegt, und dreht auf diese Weise langsam die Kohlenelektrode. Die auf der Abbildung nicht ersichtliche Kupferelektrode ist mit dem

hinteren Deckel der Lichtbogenkammer, welcher ebenfalls mit Kühlrippen versehen ist, fest verbunden.

Der dargestellte Generator dient zur Umformung von Gleichstrom-

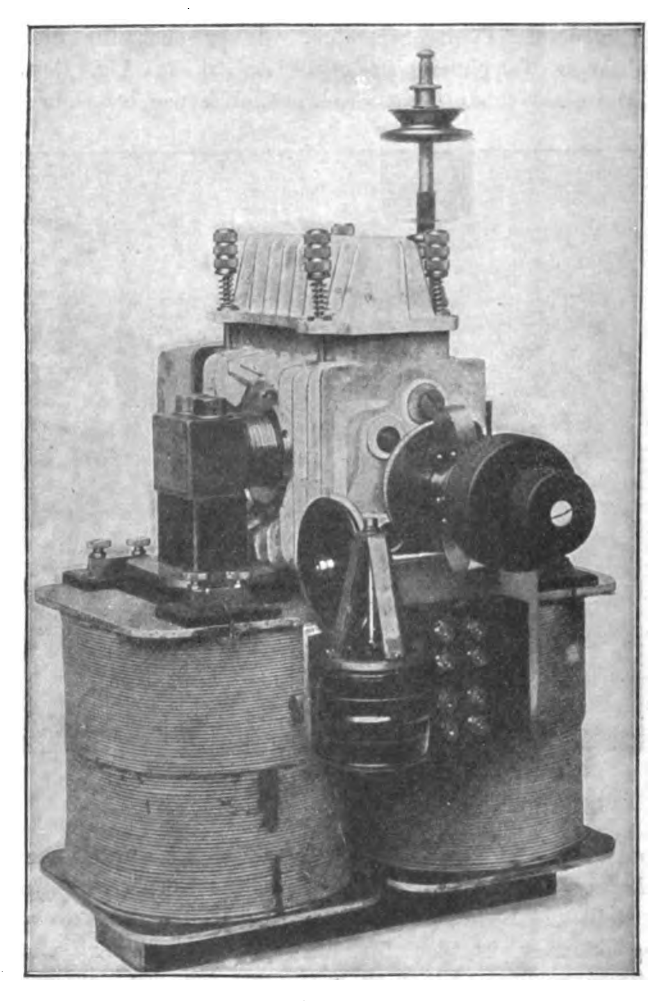


Fig. 6.

energie in etwa 0,6—1 Kilowatt schwingende Energie, wobei letzterer Energiebetrag dem Schwingungssystem entzogen werden kann. Diese etwas schwere Type ist neuerdings durch sehr viel leichtere Konstruk-

tionen ersetzt worden. Es ist zu bemerken, daß bei Verwendung eines derartigen Generators mit transversalem Magnetfelde, die Koppelung zwischen Lampenkreis und Antenne lose gemacht werden muß, um gute Antennenschwingungen zu erhalten. Es wird daher hierbei mit einem Energieüberschuß gearbeitet.

Die erzielten Reichweiten der auf dem Poulsensystem beruhenden drahtlosen Telephonie werden durch folgende Zahlen wiedergegeben.

1905 mit 5 m hoher Empfangsantenne und etwa 200 Watt Schwingungsenergie 0,2 km.

November 1906 zwischen zwei Stationen der C. Lorenz Aktiengesellschaft 1,5 km.

Frühjahr 1907 zwischen zwei Laboratoriumstationen Berlin und Weißensee 7,5 km.

Kurze Zeit darauf zwischen zwei Schiffen in der Ostsee 20 km.

Sommer 1907 zwischen einer Versuchsstation in Schmargendorf und einer anderen in Weißensee, quer über Berlin hinweg 14 km.

September 1907 zwischen der Versuchsstation in Weißensee und einer anderen in Jüterbog 70 km.

November 1907 zwischen der Poulsenstation in Lyngby und einer Versuchsstation in Weißensee 370 km.

Überraschend bei sämtlichen genannten Versuchen war die außerordentlich klare, von allen Nebengeräuschen freie Wiedergabe musikalischer Laute und der menschlichen Sprache auf der Empfangsseite.

Eine besondere Mikrophonschaltung wurde von Eisenstein angegeben, welcher als Hochfrequenzgenerator ebenfalls den Poulsenschen Lichtbogen benutzt. Seine Anordnung besteht darin, daß das die elektromagnetischen Schwingungen beeinflussende Mikrophon nicht mit dem geschlossenen Schwingungskreise oder der Antenne irgendwie verbunden wird, sondern daß vielmehr der Erregerstrom des Lichtbogengenerators durch die Mikrophonschwingungen verändert wird.

Bekannt ist es, das Magnetfeld der den Gleichstrom für den Lichtbogengenerator erzeugenden Dynamo durch Mikrophonströme in seiner magnetischen Feldintensität zu verstärken. Dies hat jedoch den Nachteil, daß diese Variationen, wenigstens bei Anwendung der bisher bekannten Körner- oder Pulvermikrophone, nicht sehr groß sein können und daß die Veränderung der Feldintensität zu langsam vor sich geht. Aus diesem Grunde versah Eisenstein die Feldspulen mit einer derartig gewickelten Spule, mit welcher eine Batterie und ein Mikro-

phon verbunden waren, daß bei Hineinsprechen usw. in das Mikrophon eine Schwächung des Magnetismus stattfand und hierdurch, da die Entmagnetisierung schneller vor sich geht als die Magnetisierung eine Beeinflussung der erzeugten Stromstärke und damit der aus ausgesandten Schwingungen entsprechend den in das Mikrophon hineingesprochenen oder gesungenen Lauten bewirkt wurde. Die entsprechend gewickelte Dynamomaschine wurde alsdann mit einem Lichtbogengenerator verbunden, welcher aus einer hohlen Metallelektrode mit schwer oxydierbarer Brennfläche und einer Kohlenelektrode bestand, welche in einer luftdicht verschlossenen Kammer angeordnet waren, welche mit Druckgasen oder Dämpfen gefüllt wurde. An die Elektroden des Lichtbogengenerators wurde ähnlich bei dem der obigen Original-Poulsen-Anordnung ein Schwingungssystem angeschlossen, mit welchem in möglichst loser Koppelung der Luftleiter verbunden wurde.

Mit Ausnahme der Einschaltung des Mikrophons bietet diese Anordnung gegenüber dem oben Mitgeteilten nichts wesentlich Neues.

Die vorstehenden Ausführungen in Zusammenstellung mit früheren Berichten über drahtlose Telephonie im Jahrbuch[1]) dürften gezeigt haben, daß abgesehen von der Fessendenschen Funkentelephonie, über welche noch kein endgültiges Urteil gefällt werden kann, die bisher über größere Entfernungen erzielten Erfolge auf dem Gebiete der drahtlosen Telephonie ausschließlich mittels des Poulsenschen Lichtbogengenerators erreicht wurden.

An den beiden bisher noch nicht in befriedigendem Maße gelösten Aufgaben, welche an die Technik der drahtlosen Telephonie gestellt werden, nämlich der sichtbare oder laut hörbare Anruf[2]) und die Herstellung von stets betriebsbereiten Mikrophonen[3]), welche beträchtliche Energiemengen vernichten können, wird eifrigst gearbeitet und es ist zu erwarten, daß auch diese Aufgaben demnächst gelöst werden.

1) Jahrbuch 1, 184, 420, 595, 1908 und 2, 347, 1909.
2) Wir verweisen jedoch auf Jahrb. 2, 583, 1909. Die Red.
3) Vgl. Jahrbuch 2, 347, 1909 (Majoranas Mikrophon).

(Eingesandt 12. Juni 1909.)

Die französische Marineverwaltung hat auf Grund günstiger Versuche bestimmt, daß alle Schiffe der heimischen Flotte vom Eiffelturm aus jeden Abend die Normalzeit radiotelegraphisch übermittelt erhalten. Die Eiffelturmstation erhält die Zeitbestimmung vom Pariser astronomischen Observatorium. Diese Eiffelturmstation wird übrigens jetzt als militärische Funkentelegraphenstation erheblich vergrößert. Der Eiffelturm dient als Träger der Antennen, die sich über das Marsfeld erstrecken. Um unschöne Beeinträchtigungen zu vermeiden, werden die Betriebseinrichtungen unterirdisch installiert und die krachenden Funkenentladungen durch schalldichte Kammern abgedämpft. Es kommt eine Primärenergie bis zu 100 PS. und eine Wellenlänge von etwa 2000 m zur Anwendung. Die Reichweite der Station (nach dem Prinzip des Braunsystems) wird dann mindestens 6000 km betragen. E.

(Eingesandt 25. August 1909.)

Valdemar Poulsen. Die Universität Leipzig hat unseren hochgeschätzten Mitarbeiter Herrn Ingenieur Valdemar Poulsen zum Ehrendoktor ernannt und zwar hauptsächlich in Anerkennung seiner ausgezeichneten Erfindungen des Telegraphons und seines Generators für kontinuierliche elektrische Schwingungen, die neben einer drahtlosen Telegraphie zum erstenmal auch eine drahtlose Telephonie ermöglichten. Ursprünglich wollte Poulsen, der 1869 in Kopenhagen geboren ist, Bildhauer werden. Er vertauschte aber bald die Kunstakademie mit der Universität und polytechnischen Lehranstalt in Kopenhagen. Im Jahre 1893 trat er (ohne ein Staatsexamen absolviert zu haben) bei der Kopenhagener Telephon-Aktiengesellschaft als Leiter des Laboratoriums ein, wo er im Sommer 1898 das ingeniöse Telegraphon erfand, in dem auf einem Stahldraht (Klaviersaite) die Sprache magnetisch fixiert wird und dann durch ein Telephon reproduziert werden kann. Seit 1902 befaßt sich Poulsen, nachdem er sich bereits seit 1899 selbständig der Bearbeitung seiner Erfindungen widmete, mit der Erzeugung kontinuierlicher elektrischer Wellen, und der Generator derselben, den er zuerst im Jahre 1904 in einer Mitteilung an den elektrischen Kongreß in St. Louis beschrieb, ist inzwischen für höchste Leistungsfähigkeit technisch entwickelt worden, so daß das Poulsensystem heute mit im Vordergrund des Interesses steht. Für seine Arbeiten hat Poulsen verschiedene Ehrenbezeugungen erhalten, u. a. die Goldmedaille der Kgl. Dänischen Gesellschaft der Wissenschaften

für seine kontinuierlichen elektrischen Schwingungen. Herr Poulsen ist persönlich allgemein als höchst bescheidener, liebenswürdiger Mensch geschätzt, von dessen originellen Ideen man noch viel erwarten kann. E.

(Eingesandt 25. August 1909.)

Radiotelegraphische Zeitsignale für die Schiffahrt. Aufruf zur Bildung einer internationalen Kommission.

Für den im 5. Heft des II. Bandes enthaltenen Aufruf Tissot haben noch folgende Herren ihre Zustimmung gesandt:

Prof. A. Slaby (Charlottenburg);
Dr. De Forest[1]) (New York);
Béla Gáti, Elektroingenieur (Budapest).

Ferner schreibt Herr Prof. Tissot, daß er auf Anregung von Herrn Prof. Blondel ein Exemplar des Jahrbuch-Aufrufes durch gütige Vermittelung von Herrn Prof. Henri Poincaré, Präsident der Commission interministérielle de T. S. F., dieser Kommission unterbreitet habe. Die Redaktion.

1) Wie Herr Dr. de Forest schreibt, werden seit mehreren Jahren genau um Mittag Zeitsignale von der Amerik. Marine ausgesandt, welche von den Schiffen auf Entfernungen von 500 Meilen und mehr von der Küste entfernt aufgenommen werden.

(Eingesandt 25. August 1909.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

---

3. Empfangsschaltungen für drahtlose Telegraphie.

(Fortsetzung.)

Das Zusatzpatent Nr. 209189 zu dem Hauptpatent Nr. 203704 (vgl. hierzu Jahrb. 2, 425, 1909) ist an C. Lorenz Aktiengesellschaft erteilt. Es bezieht dich darauf, daß die Frequenz des Detektors während seiner Eigenschwingung oder die Frequenz des in Verbindung mit diesen wirkenden Signalapparates (Ralais o. dgl.) oder beider einen Wert hat, der so nahe als möglich gleich der Frequenz, mit welcher die intermittierende Verbindung hervorgebracht wird, oder ein Viel-

faches von dieser Frequenz ist. Zum besseren Verständnis sei eine der beispielsweisen Anordnungen in Fig. 10 dargestellt. Die Membran *g* ist so abgestimmt, daß ihre Schwingungszahl mit der Frequenz, mit welcher Kontaktschließung und Unterbrechung bei *h* stattfindet, gleich ist oder zu dieser in einem harmonischen Verhältnis steht. Dann

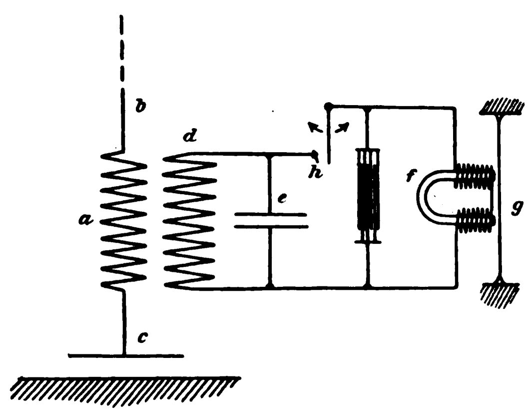


Fig. 10.

wird also die Membran durch Resonanz in die größtmöglichen Schwingungen geraten.

Bei der Empfangsschaltung für integrierende Detektoren nach D. R. P. Nr. 208584 von Scheller ist der Detektor (*D* in Fig. 11 und 12) in Reihe mit einem Wechselstromwiderstand (C_1 in Fig. 11

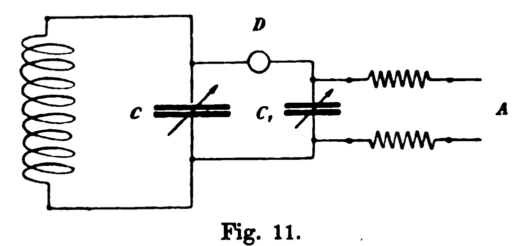


Fig. 11.

und L_1 in Fig. 12) geschaltet, zu dem Zwecke, die durch den Detektor fließende Energie zu begrenzen und konstant zu halten. Der Detektor mit Wechselstromwiderstand ist, wie aus den Figuren hervorgeht, an die Kapazität des Schwingungskreises gelegt.

Die Empfangsschaltung für ungedämpfte Schwingungen nach D. R. P. Nr. 208836 (= britische Patentschrift Nr. 4843 vom Jahre

1908, bzw. amerikanische Patentschrift Nr. 892312), ebenfalls von Scheller, ist dadurch gekennzeichnet, daß ein Unterbrecher (U in

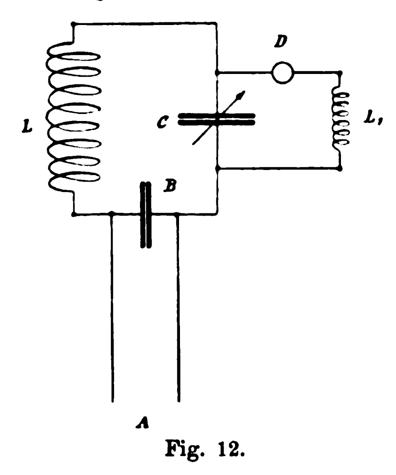


Fig. 12.

Fig. 13 und 14) oder ein Umschalter die Energie eines Hochfrequenzkreises ($C S_1 L$) auf einen Schwingungskreis langsamerer Frequenz

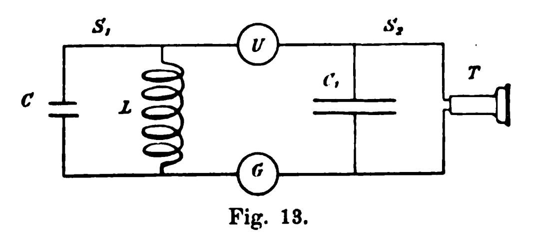


Fig. 13.

überströmen läßt, wobei der Unterbrecher synchron mit der Eigenschwingung des zweiten Schwingungskreises arbeitet. Hierdurch wird

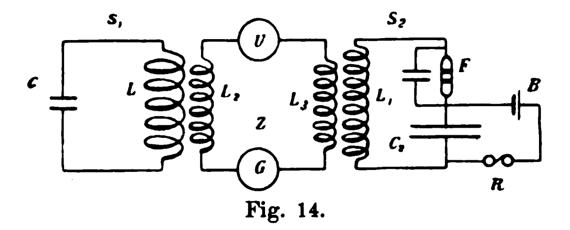


Fig. 14.

bezweckt, eine größere Anhäufung von Energie zu ermöglichen oder die Hochfrequenz in langsamere Frequenz umzuformen. Dabei kann

es zweckmäßig sein, einen Gleichrichter (*G* in Fig. 13 und 14) einzuschalten, der dafür sorgt, daß das Überströmen immer nur in einer Richtung erfolgt. Als Gleichrichter soll eine elektrolytische Zelle oder eine Ventilröhre verwendet werden.

Eine Anzeigevorrichtung betrifft die Deutsche Patentschrift Nr. 208595 von R. A. Fessenden. Bei dieser erfolgt der Anruf der Empfangsstation unter Vermittelung einer Kontaktvorrichtung (17, 18 in Fig. 15) durch die Wechselwirkung zweier Kraftfelder, von denen das eine durch örtlich erzeugte Impulse und das andere durch

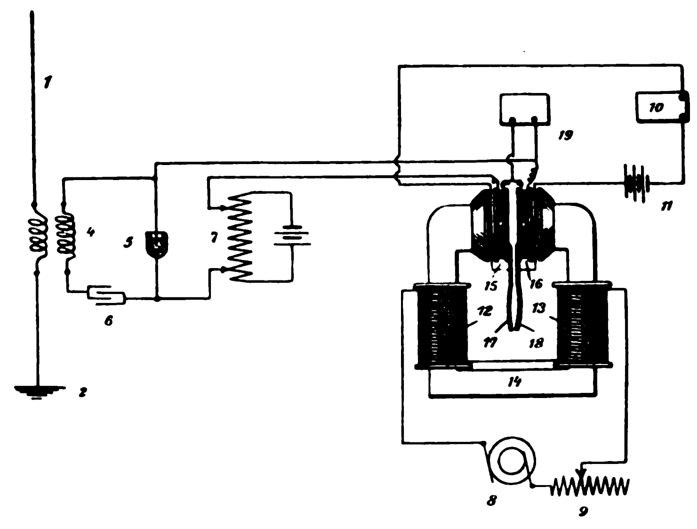


Fig. 15.

die aufgefangenen Schwingungen erzeugt wird. Zwecks Erzielung einer sicheren Wirkung wird hierbei das örtliche Kraftfeld durch eine Wechselstromquelle (8) kontinuierlich erzeugt, deren Frequenz von der Frequenz der aufgefangenen Schwingungen abweicht. Ein besonderes Merkmal besteht darin, daß die Wickelungen, welche von den aufgefangenen Schwingungen bzw. den durch diese Schwingungen erzeugten Strömen durchflossen werden, derart angeordnet sind, daß die Induktionswirkung des örtlichen Kraftfeldes auf diese Wickelungen gleich Null wird. Denselben Gegenstand betreffen die britische Patentschrift Nr. 4712 vom Jahre 1907 und die französische Patentschrift Nr. 375397.

4. Wellenindikatoren.

Der Wellenindikator nach D. R. P. Nr. 208747 von R. A. Fessenden ist dadurch gekennzeichnet, daß durch die Wellen in einer von den Wellen durchflossenen Flüssigkeit ein Gasbläschen gebildet wird, welches die Elektrode verläßt und in seiner neuen Stellung einen zweiten Stromkreis beeinflußt. Die Anordnung ist in Fig. 16 dargestellt. Das Bläschen bildet sich an der Elektrode 11, wird durch die Strömung in eine Verengung 2 des Anzeigestromkreises getragen und ändert dadurch den Widerstand dieses Stromkreises 10, 7, 4, 2, 8, 9.

Auch das D. R. P. Nr. 208749 desselben Erfinders betrifft einen Wellenindikator. Dieser besitzt die Gestalt einer Vakuumröhre. In der mit einem Ortsstromkreis verbundenen und ein geeignetes Gas,

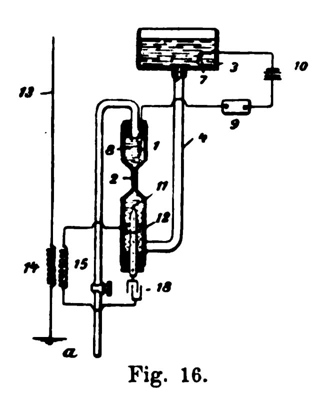


Fig. 16.

z. B. Helium, enthaltenden Vakuumröhre sind zwei Wege (14/15 und 14/16 in Fig. 17) für die leuchtenden Entladungen vorgesehen. Die empfangenen Stromstöße veranlassen dabei die leuchtende Entladung, von dem einen der Wege (14/16) auf den anderen (14/15) überzugehen. Diese Vakuumröhre stellt also eine Art Differentialröhre dar, deren Hysteresis äußerst gering ist, und deren Wirkung infolgedessen weit regelmäßiger ist als bei den alten, u. a. von Zehnder, Elster und Geitel vorgeschlagenen Vakuumröhren zum Anzeigen elektrischer Schwingungen, was vielleicht darauf zurückzuführen ist, daß diese Differentialröhre auf gleichbleibender Temperatur erhalten wird und sich nicht abkühlen kann.

5. Telegraphierverfahren und Verfahren bzw. Schaltungsanordnungen zur Verhinderung von Störungen drahtloser Stationen.

Eine Anordnung zur Doppel-Telegraphie oder -Telephonie ohne Draht, durch die es ermöglicht werden soll, das Absenden eines Radiotelegrammes und zu derselben Zeit auch die Aufnahme der von einer

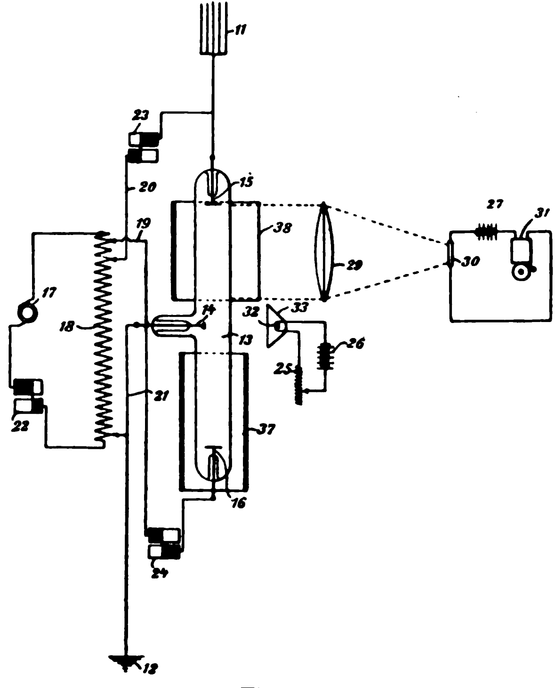


Fig. 17.

anderen Station ausgesandten Mitteilungen zu bewirken, betrifft die Deutsche Patentschrift Nr. 208795 (= französische Patentschrift Nr. 390793) von P. Jégou in Sablé (Sarthe-Dep., Frankreich). Hierbei kommen zwei elektrolytische Empfänger (*h* in Fig. 18) zur Verwendung, welche gleichzeitig auf einen Differentialtransformator (*j*, *k*, *l*) einwirken; von diesen ist nur einer mit einer Antenne (*e*) verbunden, welche von der Senderantenne (*f*) getrennt ist. Zwecks Regelung der Wirkung des beide Empfänger (*h*) beeinflussenden Senders (*f*) auf den

Empfänger ohne Antenne sind zwei gegenüberstehend angeordnete Platten (*i*) vorgesehen, deren Abstand voneinander entsprechend eingestellt werden kann, und von denen die eine mit einem Pol des

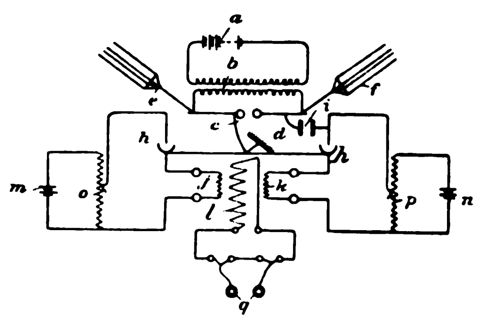


Fig. 18.

Oszillators (*c*) und die andere mit der punktförmigen Elektrode des elektrolytischen Detektors (*h*) des Empfängers ohne Antenne verbunden ist.

Das als Zusatz zu D. R. P. Nr. 195003 (vgl. Jahrb. 2, 423, 1909)

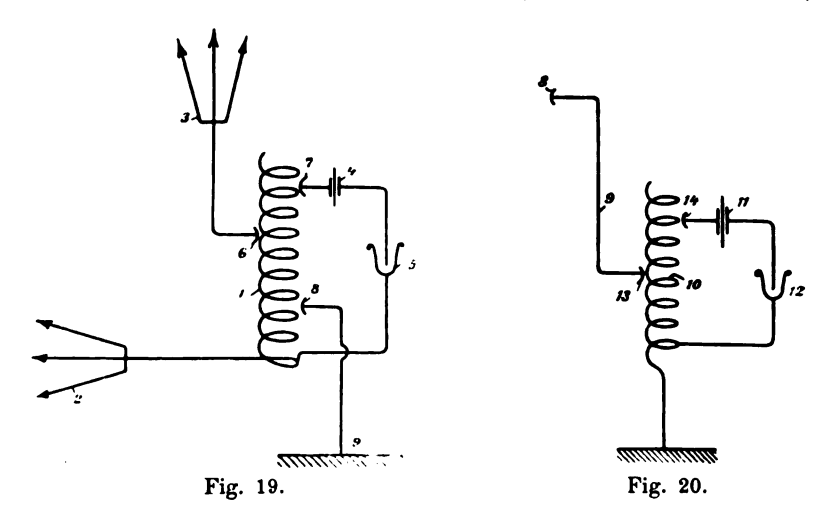


Fig. 19. Fig. 20.

erteilte D. R. P. Nr. 208796 von S. Eisenstein in Kiew betrifft ein Verfahren zur Abstimmung einer Empfangsstation für drahtlose Mehrfachtelegraphie unter Verwendung eines in mehrere Äste zerlegten Luftleitergebildes. Das Verfahren besteht darin, daß nach Feststellung

der Resonanzlage eines Empfangssystems in der üblichen Weise am Resonator durch Verstellung der zugehörigen Kontakte die Lage für die größte Empfangsintensität festgestellt und an diesen Punkt ein zweites Empfangssystem angeschaltet wird, dessen Abstimmung bezüglich der Wellenlänge ebenfalls in bekannter Weise vor sich geht. Fig. 19 zeigt das Schaltungsschema eines solchen Empfängerkreises und Fig. 20 das Schema eines zweiten Empfängerkreises, der nach erlangter Abstimmung des ersteren an diesen angeschaltet wird. Die Resonanzlage für die in Frage kommenden Wellen wird durch Verstellung der beiden Schieber 6 und 7 auf den Resonator 1 bestimmt. Ist diese gefunden, so wird nunmehr ein Kontaktschieber 8 mit der

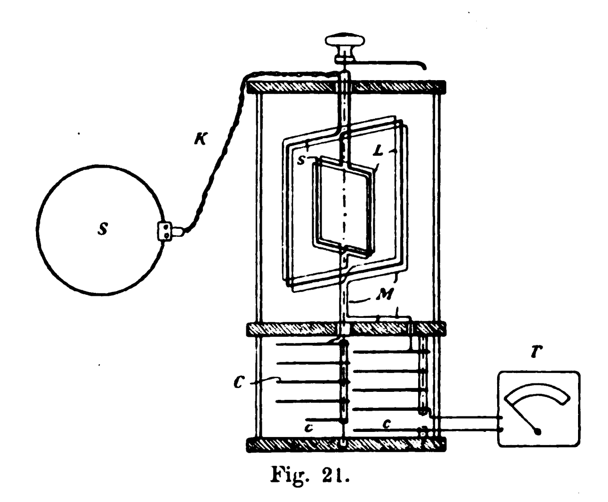


Fig. 21.

Erde 9 verbunden und solange verschoben, bis die Empfangsintensität am stärksten ist; die Kontaktschieber 6 und 7 müssen dabei aber in der vorher gefundenen Stellung verbleiben.

In der Deutschen Patentschrift Nr. 201198 beschreibt R. A. Fessenden eine Einrichtung zur Fernhaltung störender Einflüsse bei der Übertragung von Zeichen mittels elektromagnetischer Wellen. Bei dieser Anordnung enthält der Empfangsleiter zwei oder mehrere parallel geschaltete Stromkreise, deren Konstanten so gewählt sind, daß die durch die aufzufangenden Impulse erzeugten Ströme ungleich verteilt werden, wogegen die durch andere Impulse erzeugten Ströme gleich oder annähernd gleich verteilt werden, so daß ein unter der Differentialwirkung der verteilten Ströme stehender Empfänger nur auf bestimmte

Impulse anspricht. Bezüglich näherer Details der verwendeten Schaltung muß hier wegen Raummangels auf die Patentschrift selbst verwiesen werden.

6. Hilfseinrichtungen.

Eine Einrichtung zur Änderung der Abstimmung eines geeichten Schwingungskreises beschreibt Scheller in D. R. P. Nr. 207 464. Bei dieser ist eine stetig veränderliche Selbstinduktion mit einem stetig

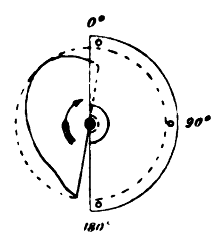


Fig. 22.

veränderlichen Kondensator mechanisch gekoppelt (Fig. 21) und zwar sind die Kondensatorplatten so dimensioniert (vgl. Fig. 22), daß sich die Kapazität in demselben oder nahezu demselben Verhältnis wie die

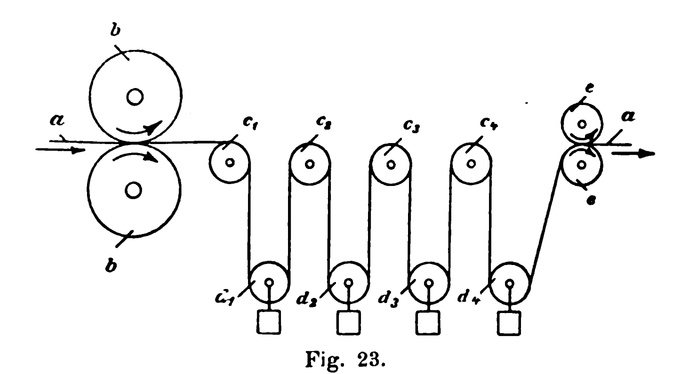


Fig. 23.

Selbstinduktion des Schwingungskreises ändert. Hierdurch wird erreicht, daß die Dämpfung des Schwingungskreises konstant bleibt, wie sich aus der bekannten Dämpfungsformel ohne weiteres ergibt, wenn $L:C$ konstant bleibt. Gleichzeitig erreicht man dadurch, daß das Instrument einen sehr großen Meßbereich ohne Auswechselung irgend

welcher Elemente bestreicht. Um außer der Dämpfung des Meßkreises auch die Koppelung mit dem zu untersuchenden System und mit dem Meßinstrument konstant zu halten, sind die zum Koppeln benutzten Teile der Selbstinduktion oder Kapazität in demselben Grade wie die gesamten Beträge der entsprechenden Größen des Schwingungskreises gleichzeitig mit diesen veränderlich gemacht (vgl. *s s* und *c c* in Fig. 21).

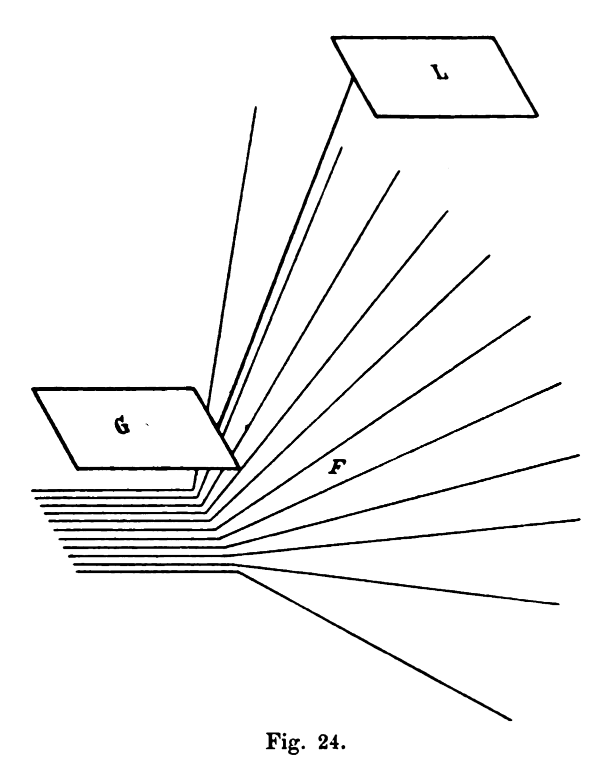


Fig. 24.

Den gleichen Gegenstand betreffen die britische Patentschrift Nr. 4844 vom Jahre 1908 und die amerikanische Patentschrift Nr. 892311.

Das D. R. P. Nr. 208798 der C. Lorenz Aktiengesellschaft betrifft einen photographischen Schreibempfänger für drahtlose Telegraphie. Das Kennzeichen besteht darin, daß hinter der Stelle, an welcher die von dem Empfänger aufgenommenen Zeichen auf den lichtempfindlichen Streifen (*a* Fig. 23) einwirken, eine die Streifengeschwindigkeit herabsetzende Einrichtung geschaltet ist. Der Transport des lichtempfindlichen Streifens kann zu diesem Zwecke durch Rollenpaare

(*b b*, *e e* Fig. 23) mit verschiedener Umfangsgeschwindigkeit erfolgen, und vor der Stelle, an welcher die Verlangsamung der Streifengeschwindigkeit eintritt, kann eine Spannvorrichtung ($c_1\, d_1\, c_2\, d_2\, c_3\, d_3\, c_4\, d_4$ Fig. 23) angeordnet sein, zum Zwecke eine Verwirrung des Streifens zu verhindern und eine Ansammelung des belichteten, aber noch nicht entwickelten Streifens zu ermöglichen. Der Zweck der ganzen Anordnung besteht darin, ein langsames und damit gründliches Entwickeln des Streifens trotz großer Telegraphiergeschwindigkeit (bei Schnelltelegraphie) zu bewirken.

Eine besondere Anordnung des Strahlungssystems schlägt Scheller in D. R. P. Nr. 208375 vor. Es besteht (s. Fig. 24) aus einem Luftdrahtgebilde L mit Gegenkapazität G. Scheller will hierbei die Erdoberfläche unter beiden mit Drähten F überziehen, welche so angeordnet sind, daß sie auf die Gegenkapazität zulaufen; er will hierdurch erreichen, daß die an der Gegenkapazität vorbeigestreute Energie wieder abgefangen und dem System möglichst ohne Verluste wieder zugeführt wird. Diese Drähte können an oder unter der Erdoberfläche liegen und müssen nicht wie die Gegenkapazität isoliert sein; infolgedessen sind sie auch praktisch nicht mehr im Wege, und der Raum darüber kann gleichzeitig für andere Zwecke benutzt werden.

(Eingesandt 16. April 1909.)

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Die Bestimmung der Distanz und der Richtung einer Senderstation mittels Barrettermessungen.

Bei dem Zusammenstoß der Schiffe „Florida" mit „Republic" wurden die Vorteile der drahtlosen Telegraphie allgemein festgestellt. Gemäß des seitdem empfangenen Gesetzes der Vereinigten Staaten von Nordamerika muß jedes in einen amerikanischen Hafen einlaufende Schiff mit drahtloser Telegraphie versehen sein.

Nun aber, obschon Baltic, Lucania, La Lorraine, Furnesia, Seneca mit drahtloser Telegraphie ausgerüstet waren, ohne der wunderbaren Geistesgegenwart des Herrn Telegraphisten Binns, wäre wahrscheinlich die Rettung der Republic nicht gelungen. Unbedingt ist es etwas übermenschlich auf einem sinkenden Schiffe 10—20 Stunden fortwährend zu telegraphieren, wenn man, außer den oben genannten Schiffen, die Gespräche der Uferstationen Sagapano, Long Island, Siascorset auf Nantucket Island, South Wellfleet in Rechnung bringt, scheint die Leistung des Herrn Binns eine

so unübertreffliche zu sein, welche von dem bestgeschulten Personal der Marconi-Gesellschaft nicht noch ein zweites Mal zu erwarten ist. Es wäre viel besser, wenn es durch ein sozusagen automatisches Zeichengeben auf dem sinkenden Schiffe möglich wäre, für die anderen Schiffe die Distanz und Richtung kundzugeben. Im Falle, daß der Telegraphist auch verletzt würde, könnte ein Matrose immer den Buchstaben „t" durch 1—2 Minuten Intervall geben, und dies genügt vollständig, die Distanz und Richtung des havarierten Schiffes feststellen zu können. Natürlich, wenn die anderen Schiffe mit irgend einem Systeme der sogenannten Richtantennen ausgerüstet sind, bedarf die Sache keiner weiteren Erläuterung. Ich will den Fall vorstellen, daß das Hilfsschiff nur eine gewöhnliche Antenne hat.

Gemäß der Duddellschen Regel ist die Distanz zwischen Sender und Empfänger, multipliziert mit der ankommenden Stromstärke eine konstante Zahl. Diese Regel hat Duddell für größere Distanzen ausgemessen, dasselbe gilt auch für kleinere Distanzen[1]).

Soll z. B. diese Konstante 10000 km Mikroampere sein. Auf

50 km	bekommt	man	200	Mikroampere
47 „	„	„	212,7	„
53 „	„	„	188,6	„

Diese Werte sind noch mit Zeigergalvanometer mittels des Gátischen Barrettermeßsatzes bequem meßbar. Mißt also z. B. das Hilfsschiff, etwa Baltic, die ankommende Stromstärke auf 200 Mikroampere und gibt nach Ablaufen von 3 km seines ursprünglichen Kurses die Messung wieder 200 Mikroampere, so weiß Baltic schon, daß sie sich nicht dem Republic nähert. Verändert jetzt Baltic seinen Kurs senkrecht auf den vorigen und bekommt sie nach 3 km 212,7 Mikroampere, so weiß Baltic, daß sie den richtigen Kurs hat und daß die Distanz 47 km ist. Immer kann man durch zwei Messungen, welche bei verschiedenen Kursen gemacht wurden, eventuell durch einige Rechnungen die Distanz und Richtung des havarierten Schiffes genau feststellen. Die Konstante braucht man gar nicht zu wissen, eventuell kann dieselbe auch durch wiederholte Messungen bestimmt werden. Wenn das Havarie leidende Schiff seine Ausstrahlung nicht konstant hält, muß man wiederholt messen. Unbedingt wäre es wünschenswert, alle drahtlosen Stationen nach der Duddellschen Regel durchzuforschen. Die Konstante gibt sozusagen den Nutzeffekt einer Station. Obschon die Dämpfungsmessungen, wie Hahnemann[2]) schreibt, nur seit 1906 berücksichtigt werden, und diese proponierten Duddell-Konstantenmessungen bisher gar nicht vorgenommen wurden, so scheint es mir doch, daß die früher allgemeine Meßscheu der Gesellschaften für drahtlose Telegraphie ziemlich nachgelassen hat, und wenn nicht, so müßte man im Interesse des fahrenden Publikums und der Gesellschaften in dieser Beziehung den Meßzwang, wie bei den Wellenlängen, einführen.

Die Unterwassersignale wirken, soviel ich weiß, bis 25 km Distanz; diesbezügliche Verbesserungen sind gar nicht von technischen Hochschulen oder Universitäten versucht worden. Ich bin überzeugt, daß mit solch einer

1) Béla Gáti, Phys. Ztschr. 8, 630, 1907.
2) Walter Hahnemann, Jahrbuch 2, 294, 1909.

Mitwirkung wie sie bisher bei der drahtlosen Telegraphie die obengenannten Institute geleistet haben, die Unterwassersignalisierung bis 200 km schon gelungen wäre. In diesem Falle hätte aber die drahtlose Telegraphie ihre große Bedeutung ganz verloren, ebendeshalb müssen die Meßmethoden besser ausgebildet und praktisch angewendet werden.

Béla Gáti.

(Eingesandt 8. April 1909.)

Die Theorie von gekoppelten elektrischen Schwingungskreisen.

Bemerkung zur Arbeit des Herrn Louis Cohen[1]).

Da in der Arbeit des Herrn L. Cohen schon in der Lösung der Differentialgleichungen ein wesentliches Übersehen sich befindet, welches dann natürlich bei weiteren Rechnungen zu falschen Resultaten führt, erlaube ich mir auf dasselbe aufmerksam zu machen.

Die Meinung des Herrn Cohen: „Rekurrierend auf Gleichungen (10) finden wir, daß jede derselben w_1 und w_2 enthält und damit diese Gleichungen für alle Zeitwerte gelten, müssen offenbar w_1 und w_2 ähnliche Zeitfunktionen sein; das Verhältnis $\frac{w_1}{w^2}$ oder $\frac{d\,w_1}{d\,w_2}$ wird also eine Konstante sein" (S. 455) ist nicht richtig, was man auch sofort aus der Überlegung sieht, daß man ebensogut einen solchen Wert für α setzen können, daß die Glieder mit w_1' und w_2' in Gleichungen (13) wegfallen $\left(\text{anstatt der Glieder mit } \frac{d\,w_1'}{d\,t}, \frac{d\,w_2'}{d\,t}\right)$; dadurch bekommt man aber eine ganz andere Lösung der Differentialgleichungen. Außerdem müßten die Werte w_1' und w_2' (S. 457) auch die Gleichung (14) befriedigen, was aber nur dann möglich wäre, wenn $\frac{D_1}{F_1} = \frac{D_2}{F_2}$. Kurz gesagt: Durch die Annahme des Herrn Cohen wird an den Differentialgleichungen eine Beschränkung durchgeführt.

Auch die Behauptung, daß λ zwei bestimmte Werte hat (S. 457) ist nicht richtig, sondern λ hat vier bestimmte Werte (und zwar $\lambda_1, -\lambda_1, \lambda_2, -\lambda_2$). Auf Grund der falschen Lösung sind dann auch die Werte α, λ falsch, d. h. sie geben nicht die Dämpfungsfaktoren und Frequenzkonstanten (S. 458) (was auch sofort erhellt, wenn man bedenkt, daß dieselben die Wurzeln einer vollständigen Gleichung 4. Grades sein sollen, was aber bei den angeführten Werten nicht der Fall ist). Es ist auch die Form der Funktionen für Potentiale (26) nicht richtig, wie auch eine Vergleichung mit denen von K. Domalíp und F. Koláček zeigt, und natürlich auch die auf diesem Wege erhaltenen Konstanten sind unbrauchbar.

Das hier Gesagte bezieht sich auf beide gelöste Koppelungen, da die bei der elektromagnetischen Koppelung erhaltenen Resultate auch in der Abteilung über direkte Koppelung benützt sind.

B. Macků.

1) Dieses Jahrb. 2, 448, 1909.

Erwiderung.

Herr Mackû sagt, daß man ebensogut einen solchen Wert für α setzen könne, daß die Glieder mit w_1' und w_2' in Gleichungen (13) wegfallen anstatt der Glieder mit $\frac{d w_1'}{d t}$, $\frac{d w_2'}{d t}$, und daß man dadurch ganz andere Lösungen der Differentialgleichungen bekommt. Dies ist vollständig richtig, aber man muß sich erinnern, daß durch Verschwindenmachen der Glieder mit w_1' und w_2' die Lösung der resultierenden Gleichungen zu differenten Werten von λ geführt haben würde; d. h. wenn die Glieder in w_1' und w_2' Null werden, wird α eine komplexe Größe; dann hätte λ auch einen komplexen Wert, aber die Summe der reellen und die Summe der imaginären Anteile würde gleich sein den Werten von α und λ respektive wie in meiner Arbeit angegeben. Der Wert von α war absichtlich so bestimmt, daß die Glieder mit $\frac{d w_1'}{d t}$ und $\frac{d w_2'}{d t}$ verschwinden, da dies das Problem vereinfacht.

Weiter sagt Mackû, daß λ, wie ich es bestimmte, nur zwei Werte habe, aber ein Blick auf Gleichung (23) zeigt, daß λ vier Werte hat, nämlich:

$$\lambda = \pm \sqrt{\frac{N_2 - N_1 \pm \sqrt{(N_2 + N_1)^2 - 4 P_4 T_4 \alpha^2}}{2 T_1}}$$

Nach meiner Ansicht ist in Herrn Mackûs Kritik der einzig berechtigte Einwand der, daß die Werte von w_1' und w_2', wie in Gleichung (24) gegeben, nicht Gleichungen (14) befriedigen. Dies ist ein bedauerliches aber keineswegs schlimmes Versehen meinerseits.

Durch Untersuchung von Gleichungen (16) und (24) sehen wir, daß die Glieder mit $P_4 T_4$ sehr klein sind im Vergleich mit anderen Gliedern und vernachlässigt werden können. Dies kommt auf dasselbe heraus als wenn wir ursprünglich in Gleichungen (13) die Glieder mit P_4 und T_4 vernachlässigt hätten. In der Tat eine Untersuchung der Werte der verschiedenen Glieder in Gleichung (10) zeigt, daß Glieder mit P_4 und T_4 zu vernachlässigen sind. Es bleiben also zwei Gleichungen zweiten Grades, von denen jede nur eine abhängige Variable enthält. Durch Lösung dieser zwei Gleichungen erhalten wir:

$$w_1 = e^{-\alpha_1 t}\{A e^{i\lambda_1 t} + B e^{-i\lambda_1 t}\}$$
$$w_2 = e^{-\alpha_2 t}\{D e^{i\lambda_2 t} + F e^{-i\lambda_2 t}\}$$

wo

$$\alpha_1 = \frac{P_2}{2 P_1}, \quad \alpha_2 = \frac{T_2}{2 T_1}$$
$$\lambda_1^2 = \frac{N_1}{P_1}, \quad \lambda_2^2 = \frac{N_2}{T_1}$$

Die Werte der α und λ sind praktisch die gleichen wie die durch Gleichungen (13) und (24) gegebenen. Die schließliche Form der Lösung ist jedoch ein wenig verschieden. Die Werte von V_1 und V_2, die an Stelle von Gleichung (26) treten, werden sein:

$$V_1 = m_1 w_1 + m_2 w_2 = m_1 A e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} + m_1 B e^{-\alpha_1 t} e^{-i\lambda_1 t} + \\ + m_2 D e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t} + m_2 F e^{-\alpha_2 t} e^{-i\lambda_2 t}$$

$$V_2 = m_3 w_1 + m_4 w_2 = m_3 A e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} + m_3 B e^{-\alpha_1 t} e^{-i\lambda_1 t} + \\ + m_4 D e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t} + m_4 F e^{-\alpha_2 t} e^{-i\lambda_2 t}$$

Die Ausdrücke für die Strömung im primären und sekundären System können natürlich vom Ausdruck für das Potential in derselben Weise wie in der Arbeit abgeleitet werden.

Von den vier Anfangsbedingungen können wir, wie vorher, die vier Konstanten bestimmen und wir erhalten folgende Resultate:

$$V_1 = \frac{k_1}{k_1 - k_2} \sqrt{\frac{\lambda_1^2 + \alpha_1^2}{\lambda_1^2}}\, E e^{-\alpha_1 t} \cos(\lambda_1 t - \varphi_1) + \\ + \frac{k_2}{k_2 - k_1} \sqrt{\frac{\lambda_2^2 + \alpha_2^2}{\lambda_2^2}}\, E e^{-\alpha_2 t} \cos(\lambda_2 + - \varphi_2)$$

$$V_2 = \frac{1}{k_1 - k_2} \sqrt{\frac{\lambda_1^2 + \alpha_1^2}{\lambda}}\, E e^{-\alpha_1 t} \cos(\lambda_1 t - \varphi_1) + \\ + \frac{1}{k_2 - k_1} \sqrt{\frac{\lambda_2^2 + \alpha_2^2}{\lambda_2^2}}\, E e^{-\alpha_2 t} \cos(\lambda_2 t - \varphi_2)$$

$$\operatorname{tang} \varphi_1 = \frac{\alpha_1}{\lambda_1}, \qquad \operatorname{tang} \varphi_2 = \frac{\alpha_2}{\lambda_2}$$

und

$$i_1 = \frac{k_1 C_1}{k_2 - k_1} \left(\frac{\alpha_1^2 + \lambda_1^2}{\lambda_1} \right) E e^{-\alpha_1 t} \sin \lambda_1 t + \frac{k_2 C_1}{k_1 - k_2} \left(\frac{\alpha_2^2 + \lambda_2^2}{\lambda^2} \right) E e^{-\alpha_2 t} \sin \lambda_2 t$$

$$i_2 = \frac{C_2}{k_2 - k_1} \left(\frac{\alpha_1^2 + \lambda_1^2}{\lambda_1} \right) E e^{-\alpha_1 t} \sin \lambda_1 t + \frac{C_2}{k_1 - k_2} \left(\frac{\alpha_2^2 + \lambda_2^2}{\lambda^2} \right) E e^{-\alpha_2 t} \sin \lambda_2 t$$

Ich bedauere den Irrtum in meiner Arbeit, aber die Dämpfungsfaktoren und Frequenz-Konstanten sind approximativ korrekt, nur die Konstanten ändern sich. Der wichtige Punkt ist, daß die angewandte Methode, welche die Lösung des Problems wesentlich vereinfacht, zu korrekten Resultaten führt. Immerhin bin ich Herrn Macků für den Hinweis sehr verbunden.

Louis Cohen.

Erwiderung.

Obwohl Herr Cohen in seiner Erwiderung auf meine Kritik den wichtigsten Punkt als richtig anerkennt, kann ich jedoch nicht mit ihm ganz übereinstimmen und zwar in folgendem:

1. Die Behauptung des Herrn Cohen, daß, wenn man die Glieder mit w_1' und w_2' in den Gleichungen (13) zum Verschwinden bringt, man nicht nur neue Werte von α aber auch von λ bekommt, so daß: „the value of λ would also be complex but the sum of the real parts[1]) and the sum of the imaginary parts would equal to the values α and λ respectively as given in my paper“ ist von Herrn Cohen nicht be-

---

1) Des Ausdruckes $\alpha \pm \lambda i$ (?!)

wiesen und überhaupt nicht richtig. Für diesen Fall bekommt man nämlich für α und λ die Gleichungen:

$$B(P_1\alpha^2 + P_2\alpha + P_3)w_2' - A\frac{P_4}{k_3}\alpha w_1' = 0$$
$$A(T_1\alpha^2 + T_2\alpha + T_3)w_1' - Bk_3T_4\alpha w_2' = 0$$
$$(-P_1\lambda^2 - 2P_1\alpha\lambda i + P_2\lambda i)BF + \frac{P_4}{k_3}\lambda i AD = 0$$
$$(-T_1\lambda^2 - 2T_1\alpha\lambda i + T_2\lambda i)AD + k_3T_4\lambda i BF = 0$$

oder für α

$$\text{I.}\quad (P_1\alpha^2 + P_2\alpha + P_3)(T_1\alpha^2 + T_2\alpha + T_3) - P_4T_4\alpha^2 = 0$$

und für λ

$$\text{II.}\quad \lambda^2\{(P_1\lambda i + 2P_1\alpha - P_2)(T_1\lambda i + 2T_1\alpha - T_2) - P_4T_4\} = 0.$$

Diese Gleichungen können zur richtigen Lösung des Problemes führen, wenn man für λ die Wurzel

$$\lambda = 0$$

wählt. Denn es reduzieren sich dann die Gleichungen (21) so, daß w_1' und w_2' konstant sind, und somit bleibt aus den Gleichungen (12)

$$w_1 = Ae^{-\alpha t}$$
$$w_2 = Be^{-\alpha t}$$

und unsere Gleichung für α (Gleichung I) wird die determinierende Gleichung des Systemes (10).

Werden also diese Gleichungen richtig gelöst, dann muß sich diese Lösung von der des Herrn Cohen unterscheiden gerade dadurch, daß jene des Herrn Cohen unrichtig ist.

Aber auch in dem Falle, daß man falsche Wurzeln für λ wählt, nämlich diejenigen, welche die Gleichung

$$\text{II.}'\quad (P_1\lambda i + 2P_1\alpha - P_2)(T_1\lambda i + 2P_1\alpha - T_2) - P_4T_4 = 0$$

befriedigen, muß man zu verschiedenen Werten für reelle und imaginäre Potenzfaktoren von e gelangen aus folgendem Grunde: Die Wurzeln der Gleichung I, als Wurzeln einer vollständigen ganz allgemeinen Gleichung vierten Grades werden auch Kubikwurzeln bestimmter algebraischer Funktionen von P_1, P_2, P_3 usw. enthalten, und da die λ Wurzeln auch α enthalten werden, bleiben auch in diesen die Kubikwurzeln stecken. Es werden somit entweder die reellen oder die imaginären oder beide e-Potenzfaktoren auch Kubikwurzeln enthalten, welche aber in der des Herrn Cohen Lösung nicht vorkommen. Es werden somit auch die falschen Lösungen nicht übereinstimmen. Am leichtesten kann man sich darüber überzeugen, wenn man P_4T_4 gleich Null setzt. Dann führt die hier angeführte Lösung zu falschen Resultaten, nämlich:

$$P_1\alpha^2 + P_2\alpha + P_3 = 0 \qquad T_1\alpha^2 + T_2\alpha + T_3 = 0$$
$$P_1\lambda i + 2P_1\alpha - P_2 = 0 \qquad T_1\lambda i + 2T_1\alpha - T_2 = 0$$

also:

$$\alpha = \frac{-P_2 \pm i\sqrt{4P_1P_3 - P_2^2}}{2P_1} \qquad \alpha = \frac{-T_2 \pm i\sqrt{4T_1T_3 - T_2^2}}{2T_1}$$
$$\lambda i = -2\alpha + \frac{P_2}{P_1} \qquad \lambda i = -2\alpha + \frac{T_2}{T_1}$$

während die von Herrn Cohen angegebene Lösung für diesen Spezialfall richtig ist.

2. Weiter schreibt Herr Cohen „Further, Dr. Mackû states that λ as I determined it has only two values, but a glance at equation (23) will show that λ has four values, namely:

$$\lambda = \pm \sqrt{\frac{N_2 - N_1 \pm \sqrt{(N_2 + N_1)^2 - 4 P_4 T_4 a^2}}{2 T_1}}.$$

Nach diesem handelte es sich nur um ein nebensächliches Übersehen. In Wirklichkeit aber schreibt Herr Cohen in seiner Originalarbeit „Da λ zwei bestimmte Werte hat" (S. 457) und er benutzt auch nur zwei (nämlich die positiven) Wurzeln, und läßt die anderen (negativen) ganz unberücksichtigt, wodurch seine Lösung unvollständig ist. Und besonders auf die dadurch entstandene Unvollständigkeit der weiteren Gleichungen wollte ich durch diese Bemerkung hinweisen.

3. Die Behauptung des Herrn Cohen: „The important point is that the method adopted, which simplifies the solution of the problem materially, leads to correct results" ist nach meiner Meinung zu allgemein.

Denn die jetzt korrigierten Rechnungen von Herrn Cohen verlangen zu ihrer Gültigkeit, daß man in Gleichungen (10) die Glieder mit P_4 und T_4 weglassen kann. Dieses ist aber streng erlaubt nur dann, wenn diese Größen Null sind, oder was dasselbe ist, wenn in den Gleichungen (6) und (7) nicht nur die Koeffizienten bei w_1 und w_2, sondern auch diejenigen bei $\frac{d w_1}{d t}$ und $\frac{d w_2}{d t}$ verschwinden. Die ersten (von Herrn Cohen angegebenen) Bedingungen führen zu Relationen:

$$\frac{m_1}{m_3} = k_1 = \frac{a_1 - a_2 + \sqrt{(a_1 - a_2)^2 + 4 d_1 d_2}}{2 d_2}$$

$$\frac{m_2}{m_4} = k_2 = \frac{a_1 - a_2 - \sqrt{(a_1 - a_2)^2 + 4 d_1 d_2}}{2 d_2}$$

Die zweiten Bedingungen verlangen:

$$b_1 m_2 (a_2 m_3 + d_2 m_1) - b_2 m_3 (a_1 m_1 + d_1 m_3) = 0$$
$$b_1 m_2 (a_2 m_4 + d_2 m_2) - b_2 m_4 (a_1 m_2 + d_1 m_4) = 0$$

oder:

$$\frac{m_1}{m_3} = k_1 = \frac{a_1 \frac{b_2}{b_1} - a_2 + \sqrt{(a_1 \frac{b_2}{b_1} - a_2)^2 + 4 d_1 d_2 \frac{b_2}{b_1}}}{2 d_2}$$

$$\frac{m_2}{m_4} = k_2 = \frac{a_1 \frac{b_2}{b_1} - a_2 - \sqrt{(a_1 \frac{b_2}{b_1} - a_2)^2 + 4 d_1 d_2 \frac{b_2}{b_1}}}{2 d_2}$$

Sollen die zweiten Bedingungen mit den ersten nicht in Widerspruch stehen, dann muß

$$\frac{b_2}{b_1} = 1$$

sein oder

$$R_1 C_1 = R_2 C_2.$$

Somit sind die Rechnungen des Herrn Cohen streng richtig nur in einem Spezialfalle, und zwar wenn $R_1 C_1 = R_2 C_2$ ist. Zur Entscheidung aber, wie weit die so erhaltenen Resultate auch in jedem allgemeinen Falle benutzt werden können, darüber genügen die Andeutungen des Herrn Cohen über $P_4 T_4$ nicht. Denn es ist im Gegenteil des Herrn Cohen Meinung, als ob die Glieder mit $P_4 T_4$ keinen größeren Einfluß auf die Resultate ausübten, zu erwarten, daß in allen denjenigen Fällen, in welchen die Bedingung $R_1 C_1 = R_2 C_2$ nicht erfüllt ist, die von Herrn Cohen erhaltene Resultate für Dämpfungen sehr viel von den richtigen abweichen können. Der Grund dafür, daß gerade die Dämpfungen, nicht aber die Schwingungszahlen stark beeinflußt werden, liegt darin, daß die notwendige Bedingung $R_1 C_1 = R_2 C_2$ durch Änderung von Dämpfungen erzielt werden kann; die Schwingungszahlen ändern sich dabei aber nur wenig, da sie überhaupt nur in geringem Grade von Dämpfungen abhängen.

Daß die Formel des Herrn Cohen ganz falsche Resultate geben kann, sei auf einem Spezialfalle untersucht. Es soll sein:

$$\alpha_1 = \frac{P_2}{P_1} = \frac{a_2 b_1 k_2 - a_1 b_2 k_1 - (b_2 d_1 - b_1 d_2 k_1 k_2}{2(a_1 a_2 - d_1 d_2)(k_2 - k_1)}$$
$$= \frac{(a_1 b_2 - a_2 b_1)(a_1 - a_2) + (a_1 b_2 + a_2 b_1)\sqrt{(a_1 a_2)^2 + 4 d_1 d_2 + 2 d_1 d_2 (b_1 + b_2)}}{4(a_1 a_2 - d_1 d_2)\sqrt{(a_1 a_2)^3 + 4 d_1 d_2}}$$

Beschränkt man sich auf den Spezialfall $a_1 = a_2 = a$, dann ist

$$\alpha_1 = \frac{b_1 + b_2}{4(a - \sqrt{d_1 d_2}}.$$

Nach dieser Formel nähert sich der Wert für α_1 mit abnehmendem $\sqrt{d_1 d_2}$ (d. h. wenn die Koppelung geschwächt wird) dem Grenzwerte $\frac{b_1 + b_2}{4a}$, obwohl der richtige Grenzwert $\frac{b_1}{2a}$ bzw. $\frac{b_2}{2a}$ ist.

Wie groß die Fehler in den Konstanten von V_1 bzw. V_2 sind, darüber läßt sich (nach den Ausführungen des Herrn Cohen) überhaupt nichts sagen.

Dazu sei noch bemerkt, daß infolge der von Herrn Cohen jetzt gemachten Beschränkung, überhaupt von einem wesentlichen Unterschiede zwischen seinen und den älteren (von ihm angeführten) Lösungen des Problems keine Rede sein kann, denn seine Methode hat dadurch die wesentlichen Merkmale verloren, welche er selbst anführt, indem er schreibt: „In vorliegender Arbeit habe ich nun eine Methode entwickelt, die es ermöglicht, die vollständige Lösung des Problems zu bekommen und die doch die Schwierigkeit vermeidet, die Wurzeln der biquadratischen Gleichung ermitteln zu müssen" (S. 451). Die Lösung der biquadratischen Gleichung (der determinierenden Gleichung I) ist nämlich auch durchgeführt, diese Gleichung ist aber durch die gemachte Voraussetzung ($P_4 T_4 = 0$) auf zwei quadratische zurückgeführt.

B. Mackû.

Erwiderung.

Ich vermute, daß Herr **Mackû** mit mir übereinstimmt, daß der erste Teil seiner zweiten Ausführungen keinen direkten Einfluß auf die Resultate oder Schlußfolgerung meiner Arbeit hat; ich übergehe denselben deshalb einstweilen, da die Diskussion etwas weit führen würde. Nur der dritte Teil seiner Bemerkungen ist von Bedeutung und mit Recht legt er hierauf das Hauptgewicht; der Wert meiner Arbeit wird hauptsächlich von der Giltigkeit dieser Kritik abhängen. Herr **Mackû** hält daran fest, daß meine Annahme, die Glieder mit P_4 und T_4 in Gleichung (10) seien zu vernachlässigen, nur zu approximativen Resultaten führen, und dies bedinge ferner nur Näherungswerte für α; da nicht feststehe, wie groß die Annäherung an den wirklichen Wert sei, so folge, daß die Resultate unbefriedigend seien. Hierauf muß ich nochmals folgendes erwidern:

Es ist natürlich klar, daß, wenn wir die Glieder mit P_4 und T_4 in Gleichung (10) vernachlässigen, das schließliche Resultat nur ein angenähertes sein wird, aber mein springender Punkt ist, daß die Annäherung von einem verhältnismäßig hohen Grade ist, wie ich gleich zeigen werde, und daß deshalb die Resultate für alle praktischen Zwecke korrekt bleiben.

In meiner ersten Erwiderung sagte ich, daß wir als approximative Lösung P_4 und T_4 gleich Null setzen können und alles andere lassen wie es ist; es geschah dies von mir, um nicht zu viel Verwirrung zu verursachen, indem ich zu viele Änderungen in der Originalarbeit machte, und ich habe gezeigt, daß die so erhaltenen Werte von α nicht viel von den ursprünglich gegebenen Werten abweichen. Da dies Herr **Mackû** in Frage zieht, so will ich es wie folgt beweisen:

Angenommen, wir bestimmen k_1 und k_2 ursprünglich so, daß wir die Koeffizienten von $\frac{d w_1}{d t}$ in Gleichung (6) und den Koeffizienten von $\frac{d w_2}{d t}$ in Gleichung (7) getrennt zu Null machen. Dies wird geben:

$$k_1 = \frac{a_1 b_2 - a_2 b_1 + \sqrt{(a_2 b_1 - a_1 b_2)^2 + 4 b_1 b_2 d_1 d_2}}{2 b_1 d_2}$$

$$k_2 = \frac{a_1 b_2 - a_2 b_1 - \sqrt{(a_2 b_1 - a_1 b_2)^2 + 4 b_1 b_2 d_1 d_2}}{2 b_1 d_2}$$

und Gleichungen (10) in der Originalarbeit werden zu:

$$\left.\begin{aligned} P_1 \frac{d^2 w_2}{d t^2} + P_2 \frac{d w_2}{d t} + P_3 w_2 + \frac{P_4}{k_3} w_1 &= 0 \\ T_1 \frac{d^2 w_1}{d t^2} + T_2 \frac{d w_1}{d t} + T_3 w_1 + T_4 k_3 w_2 &= 0 \end{aligned}\right\} \text{I}$$

wo alle Konstanten dieselben Werte haben wie solche in Gleichung (11), ausgenommen P_4 und T_4, welche die folgenden Werte annehmen:

$$P_4 = a_2 + d_2 k_1 - a_1 - \frac{d_1}{k_1}$$

$$T_4 = k_1 k_2 \left(a_2 + d_2 k_2 - a_1 - \frac{d_1}{k_2}\right)$$

Indem wir jetzt die Glieder mit P_4 und T_4 in Gleichung (1) vernachlässigen, so wird dies nicht den Wert der Dämpfungsfaktoren beeinflussen, denn wenn wir für den Augenblick annehmen könnten, daß w_1 dieselbe Funktion von t ist wie w_2 und indem wir jede der Gleichungen (1) lösen als hätten sie eine abhängige Variable, so werden die Koeffizienten von w_1 und w_2, nämlich P_3 und P_4 nicht in den Ausdruck für α eingehen. Indem wir deshalb P_3 und T_4 vernachlässigen und dann die zwei Gleichungen auflösen, als wenn jede nur eine Variable hätte, so erhalten wir:

$$\alpha_1 = \frac{P_2}{2P_1} \text{ und } \alpha_2 = \frac{T_2}{2T_1}.$$

Durch Einsetzen der Werte dieser Konstanten erhalten wir:

$$\alpha_1 = \frac{L_2 R_1 + L_1 R_2 + \sqrt{(L_2 R_1 - L_1 R_2)^2 + 4 M^2 R_1 R_2}}{4(L_1 L_2 - M^2)}$$

$$\alpha_2 = \frac{L_2 R_1 + L_1 R_2 - \sqrt{(L_2 R_1 - L_1 R_2)^2 + 4 M^2 R_1 R_2}}{4(L_1 L_2 - M^2)},$$

welche genau übereinstimmen mit den Werten von α in Gleichung (29) der Originalarbeit. Die Werte der Frequenzkonstanten werden von derselben Form sein wie in meiner ersten Erwiderung angegeben, nämlich:

$$\lambda_1^2 = \frac{N_1}{P_1} \text{ und } \lambda_2^2 = \frac{N_2}{T_1},$$

ihre Werte werden ein wenig verschieden sein, aber in dem speziellen Falle, wo wir den Widerstand gleich Null setzen, was für alle praktischen Zwecke korrekt ist, werden sie die gleichen sein wie diejenigen in Gleichungen (32) der Originalarbeit.

Ich halte deshalb aufrecht und ich hoffe, es wird auch Herrn Macků überzeugen, daß die Werte der Dämpfungsfaktoren und Frequenzkonstanten, wie in meiner Arbeit angegeben, korrekt sind. Nur die Endform der Lösung muß etwas modifiziert werden, wie ich es in meiner ersten Erwiderung angegeben habe.

Ich möchte hinzufügen, daß ich eine experimentelle Methode zur Messung der Strahlung einer Antenne entwickelt habe, wobei ich die Werte der Dämpfungsfaktoren nach meiner Arbeit benutzte. Durch einige kürzlich ausgeführte vorläufige Experimente wurden meine Resultate verifiziert. Ich hoffe bald Gelegenheit zu mehr ausführlichen Versuchen zu haben und werde dann die Resultate veröffentlichen.

Louis Cohen.

(Eingesandt 7. September 1909.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Jäger, Gustav, Theoretische Physik. I. Mechanik und Akustik. II. Licht und Wärme. III. Elektrizität und Magnetismus. IV. Elektromagnetische Lichttheorie und Elektronik. Sammlung Göschen. In Lwbd. à M. —.80

Thomson, J. J., Die Korpuskulartheorie der Materie (Deutsch von G. Siebert). Heft 25 der Sammlung „Die Wissenschaft". Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. Geh. M. 5.—, geb. M. 5.80
(Eingesandt 25. August 1909.)

Literaturverzeichnis.

Abraham, Henri, Bull. Soc. Franç. de Phys. S. 13, 1908. Emploi du galvanomètre à cadre mobile comme instrument universel dans les mesures sur les courants alternatifs.

— C. R. **149**, 204, 1909 und La Lum. él. **31**, 206, 1909. Analyse harmonique et résonance.

Alexanderson, E. F. W., Electrician **63**, 541, 1909. Alternator for one hundred thousand cycles.

Arco, Georg Graf, Electrician **63**, 661, 1909. A last word on the new „Telefunken"-System.

Artom, A., Electrician **63**, 559, 677, 1909 (s. auch ebenda Fleming, J. A.). Researches in Radio-telegraphy (vgl. ebenda S. 597 E. Bellini).

Austin, L. W., Electrician **63**, 590, 1909. On the advantages of high spark frequency in radio-telegraphy (vgl. Ann. Phys. Beibl. **33**, 921, 1909).

Bjerknes, V., Soc. Franç. de Phys. Nr. 297, 1, 1909. De la mesure absolue des grandeurs fondamentales du champ électromagnétique. Possibilité d'une action mutuelle des champs électrique et magnétique constants.

Chéneveau, La Rev. Él. **12**, 63, 1909. Expériences sur l'arc électrique.

Coursey, Philip R., Electrician **63**, 720, 1909. The new Telefunken method of wireless telegraphy.

Drin, L., La Rév. él. **12**, 48, 1909. Redresseurs de courants.

Ducretet, E., Bull. Soc. Franç. de Phys. **16**, 1908. Transmetteurs et récepteurs pour la télégraphie sans fil. Dispositifs d'accord. Éclateur en vase clos à circulation de gaz. Condensateurs à lames et à bouteilles.

Duddell, W., Electrician **63**, 620, 1909. A bifilar vibration galvanometer.

Dupeux, Georges, L'Électricien Tome **38**, 107, 1909. Charge résiduelle et décharges oscillantes.

Eccles, W. H., Électrician **63**, 617, 720, 1909. The new Telefunken method of wireless telegraphy.

Eichhorn, Gustav, Electrician **63**, 720, 1909. Feebly damped oscillations.

— Elektrot. Ztschr. **30**, 838, 1909. Stoßerregung elektrischer Schwingungen.

Geitler, Josef, Ritter von, Wien. Anz. S. 270, 1909. Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte.

Giesel, F. u. Zenneck, J., Phys. Ztschr. **10**, 377, 1909. Die Verwendung des Zinksulfids für die Braunsche Röhre.

Hanchett, George T., Electr. World **54**, 26, 1909. The construction of high frequency apparatus.

Hovlands Radiotelegraph für Geheimdruck. Ztschr. f. Schwachstromtechnik **3**, 368, 1909 (Ref. aus „Elektroteknisk Tidskrift").

Jégon, Paul, Reception radiotélégraphique à accouplement inductif des téléphones.

Jervis-Smith, F., Electrician **63**, 720. 1909. The high-pressure spark-gap.

D'Ivry, La Lum. él. **31**, 86, 1909. Dispositif de commande de signaux à distance avec ou sans fil.

Korn, A., C. R. **149**, 26, 1909. Sur quelques inégalités jouant un rôle dans la théorie des vibrations élastiques et des vibrations électriques.

Lodge, Oliver, Rep. Brit. Ass. Dublin S. 620, 1908. On the measurement of large inductances containing iron.

Lyle, Thomas R., Phil. Mag. (6) **18**, 45, 1909. Theory of the alternate current generator.

Martens, F. F., Ann. Phys. **29**, 959, 1909. Über die gegenseitige Induktion und ponderomotorische Kraft zwischen zwei stromdurchflossenen Rechtecken.

Nagaoka, H., Ann. Phys. Beibl. **33**, 787, 1909 (Referate über Tokyo K. **4**, 279, 1908 und Tokyo K. **4** (2), 314, 1908). Weitere Bemerkung über die wechselseitige Induktion koaxialer Solenoide. Bemerkung über die Selbstinduktion von Solenoiden.

Nasmyth, G. W., Phys. Rev. **28**, 459, 1909. An improved form of the Duddell singing arc. (Vgl. auch Ztschr. f. Schwachstromtechn. **3**, 437, 1909.

Ort, C. Karl u. **Rieger, Josef,** Elektrot. Ztschr. **30**, 655, 1909. Kondensator-Fernhörer.

Pickard, G. W., Elektrician **63**, 553, 1909. Solid rectifiers.

— Electrician **63**, 587, 1909. Antennae. (Vgl. ebenda S. 881. Ernest, R. Cram).

Rosa, Edward B., Bull. Soc. Franç. de Phys. S. 57, 1908. Les nouvelles déterminations du rapport *v* des unités électriques et l'accord avec les mesures de la vitesse de la lumière.

Rossi, A. G., Phys. Ztschr. **10**, 549, 1909. Der „Konvektor". Ein neues System eines Wellenanzeigers für die drahtlose Telegraphie.

Rüdenberg, R., Electrician **63**, 702, 1909. Commutation in dynamo-electric machines.

Rudolfi, E., Ztschr. f. phys. Chem. **66**, 705, 1909. Über die Dielektrizitätskonstanten von Gemischen fester Körper.

Russell, Alex., Proc. Roy. Soc. **82** (A 557), 524, 1909. The coefficients of capacity and the mutual attractions or repulsions of two electrified spherical conductors when close together.

Shuddemagen, C. L. B., Proc. Am. Ac. **44**, 465, 1909. Residual charges in dielectrics.

Siegbahn, Manne, Lunds Univ. Arsskrift (N. F.) **4** (2), Nr. 5, 1908. Untersuchungen von elektrischen Schwingungen dritter Art in einem Lichtbogen.

Telefunken, Ztschr. f. Schwachstr. **3**, 324, 1909. Die Großstation für Radiotelegraphie in Pola.

Tobey, H. W., Electrician **63**, 659, 1909. Recent developments in transforming apparatus.



Wasmus, Adolf, Über Versuche am Peukertschen Hochfrequenzgenerator. Diss. Braunschweig. 1909.

Weicker, W., Elektrot. Ztschr. **30,** 600, 632, 1909. Über Hänge- und Abspannisolatoren.

Würschmidt, Joseph, Verh. D. Phys. Ges. **11,** Heft 14, 300, 1909. Über diskontinuierliche Entladungen in Entladungsröhren und die Dauer einer Entladung.

Zenneck, J., s. Giesel.

Zorn, W. F., Phys. Ztschr. **10,** 547, 1909. Über die Abhängigkeit der Dämpfung von Kondensatorkreisen von Gestalt und Material der Elektroden sowie von dem Dielektrikum in der Funkenstrecke.

Detektoren.

1. Kohärer.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

2. Elektrolytische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

3. Thermische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

4. Magnetische Wellendetektoren.

Rossi, A. G., Phys. Ztschr. **10,** 549, 1909. Der „Konvektor". Ein neues System eines Wellenanzeigers für die drahtlose Telegraphie.

5. Diverse Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

(Eingesandt 25. August 1909.)

Bücherbesprechungen.

Turpain, Albert, La Télégraphie sans fil et les applications des ondes électriques. (Télégraphie avec conducteur. Téléphonie sans fil. Commande à distance. Prévision des orages. Courants de haute fréquence Éclairage.) XI und 396 S., 224 Figuren. Gauthier-Villars, Imprimeur-Libraire. Paris 1909.

Es ist dies die zweite erweiterte Auflage des bekannten, guten, allgemeinverständlichen Werkes, das der Verfasser im Jahre 1900 erscheinen ließ. Entsprechend den inzwischen gemachten Fortschritten ist das Werk weitgehend ergänzt besonders durch die Darstellung der wichtigen Messungen von Wellenlängen, Dämpfungen usw., durch Ausführungen über die neuen kontinuierlichen Schwingungen und die auf ihnen beruhende drahtlose Telephonie u. a. m. E.

(Eingesandt 21. Mai 1909.)

Bjerknes, V., Die Kraftfelder. XI u. 173 mit 29 Abb. Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig. Geh. M. 7.—, in Lwd. M. 7.80

Mit diesem Werke liegt das 28. Heft der wertvollen Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien „Die Wissenschaft" vor. Die Kapitel 1—7 behandeln in elementarer Methode die Eigenschaften der hydrodynamischen Felder: Kinetischer Auftrieb. Die Kraft gegen einen pulsierenden Körper. Felder und Fernwirkungen pulsierender Körper. Flüssigkeitsbewegungen, erzeugt durch die Impulse äußerer Kräfte. Felder und scheinbare Fernwirkungen oszillierender Körper. Grenzflächenbedingungen an Heterogenitätsstellen. Heterogenes flüssiges System mit undurchdringlichen Körpern. Nachdem dann zunächst im 8. Kapitel eine Darstellung der mathematischen Theorie der Vektorfelder gegeben ist, folgt in Kapitel 9—12 in strengerer Behandlung die Theorie der den elektromagnetischen Feldern analogen Kraftfelder in bewegten Flüssigkeiten und flüssigen Medien mit gyrostatischen Eigenschaften: Über schwingende Bewegungen. Die Grundgleichungen des hydrodynamischen Feldes mit undurchdringlichen Körpern. Hydrodynamische Kraftfelder mit durchströmten Körpern. Kraftfelder in flüssigen Medien mit gyrostatischen Eigenschaften. Es wird der experimentelle Nachweis der Resultate beschrieben und auf die Fragen hingewiesen, welche nach dem entwickelten heutigen Stand unserer Kenntnisse von den Kraftfeldern noch offen bleiben.

Das Werk ist sehr klar geschrieben und für jeden mathematischen Physiker von hohem Interesse. E.

von Lommel, E., Lehrbuch der Experimentalphysik. Vierzehnte bis sechzehnte neubearbeitete Auflage. Herausgegeben von Prof. Dr. Walter König. Gr. 8. X u. 631 S. mit 438 Fig. und 1 Spektraltafel. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. 1908. M. 6.60, geb. M. 7.50

Das bekannte Werk bedarf keiner Empfehlung: die Tatsache, daß 16 Auflagen vorliegen spricht allein schon für sich. Wer die klassischen Vorträge des verehrten alten Herrn noch selbst erlebt hat, dem ist das Werk auch noch eine bewegende Erinnerung. E.

Lorentz, H. A., Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung, nebst einer Einführung in andere Teile der Mathematik, mit besonderer Berücksichtigung der Bedürfnisse der Studierenden der Naturwissenschaften. (Übersetzt von Prof. G. C. Schmidt.) 562 S. mit 123 Fig. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. 1907. M. 12.—, geb. M. 13.—

Es liegt hier die 2. Auflage des bekannten Werkes vor, das wohl jeder Studierende der exakten Naturwissenschaften als ein hochwillkommenes Vademekum bei seinen Studien betrachtet hat. E.

Müller-Pouillets, Lehrbuch der Physik und Meteorologie, herausgegeben von Leop. Pfaundler. 4. Band, 1. Abt., 5. Buch: Magnetismus und Elektrizität von W. Kaufmann und A. Coehn. XII u. 622 S. mit 531 Fig. Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig. Geh. M. 13.—

Die 10. Auflage des renomierten Werkes, das mit elementaren Mitteln und unter Betonung der experimentellen Seite weitesten Kreisen eine erschöpfende Darstellung der Physik und der verwendeten Methoden, Instru-

mente und Apparate gibt. In der vorliegenden 1. Hälfte des 4. Bandes sind die Kapitel I bis VI (Elektrizität und Magnetismus) von Prof. W. Kaufmann (Königsberg) und das Kapitel VII (Elektrochemie) von Prof. A. Coehn (Göttingen) vollständig neu bearbeitet. Die zweite Hälfte des Bandes soll in Bälde erscheinen. E.

A. E. G.-Zeitung. Die Juni-Nummer der A. E. G.-Zeitung enthält u. a. folgende Beiträge: Ein Besuch nordböhmischer Industrieller bei A. E. G. — Professor Peter Behrens über Ästhetik in der Industrie. — Elektro-Treuhand-Gesellschaft, Überlandzentralen und elektrische Bahnen. — Das märkische Elektrizitätswerk. — Erholungsheim der A. E. G.

Die Juli-Nummer enthält u. a. folgende Beiträge: Turbo-angetriebene Kondensationspumpen. — Die Beleuchtung der Fest- und Ausstellungshalle in Frankfurt a. M. — Moderne Bühnenbeleuchtung. — Die Flugmaschine Wright. — Die Elektrizität in den Kolonien. Die reich illustrierte Nummer bringt auf dem Titelblatt ein Bild von der beleuchteten Fest- und Ausstellungshalle in Frankfurt a. M. Ein ganzseitiges farbiges Bild zeigt die Wirkung des Fortuny-Systems für Bühnenbeleuchtung.

Mache, H. u. v. Schweidler, E., Die Atmosphärische Elektrizität. Methoden und Ergebnisse der modernen luftelektrischen Forschung. Heft 30 der Sammlung „Die Wissenschaft". XI u. 247 S. mit 20 Abb. Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig. 1909.
Geh. M. 6.—, geb. M. 6.80

Eine sehr verdienstvolle zusammenfassende Darstellung des heutigen Standes luftelektrischer Forschung und der Grundlagen des Zusammenhanges mit der Elektronen-Ionentheorie und Radioaktivität. Die einzelnen Kapitel behandeln: Das elektrische Feld der Atmosphäre. Die Elektrizitätsleitung der Atmosphäre. Die Ionen der Atmosphäre. Die Ionisatoren und Elektrisatoren der Atmosphäre. Elektrische Strömungen in der Atmosphäre. Leuchtende Entladung in der Atmosphäre. Theorie der atmosphärischen Elektrizität. E.

(Eingesandt 25. August 1909.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 3. 1909. Heft 2.

Über die Schwankungen der Frequenz und Intensität der Lichtbogenschwingungen.[1])

Von **K. Vollmer.**

Inhalts-Übersicht.

Einleitung.

1) Als Vorsteher des physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Danzig, in dem die nachstehende Untersuchung ausgeführt wurde, möchte ich auch an dieser Stelle der A.-G. C. Lorenz & Co. Berlin, der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin, Herrn Professor Dr. Roessler Danzig-Langfuhr und Herrn Prof. Dr. Diesselhorst, Physik. Techn. Reichsanstalt, für die leihweise Überlassung von Apparaten und sonstige Förderung dieser Arbeit meinen herzlichsten Dank aussprechen. Vor allem betrifft dies die A.-G. C. Lorenz & Co., welche uns nicht nur eine vollständige Stationsausrüstung nebst allen Hilfsmaschinen und Instrumenten kostenlos zur Verfügung stellte, sondern auch einen ihrer Ingenieure, Herrn Dipl.-Ing. H. Simon entsandte, der die Apparate hier in Betrieb setzte und uns in der liebenswürdigsten Weise in ihre Handhabung einführte. Ich glaube, daß dieses große Entgegenkommen insofern auch Früchte getragen hat, als ein wesentlicher Mangel der wissenschaftlich und technisch so aussichtsreichen „ungedämpften Schwingungen“: die Schwankungen der Intensität und der Periode in der vorstehenden Arbeit systematisch untersucht und die Größe und die Gesetze dieser Schwankungen festgestellt wurden: mit der Kenntnis ihrer Ursachen und ihrer Wirkungen ist aber auch der Weg für ihre Bekämpfung gewiesen.

Danzig-Langfuhr, 1. August 1909,
Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

M. Wien.



Ausführung.

I. Die Schwankungen im Lichtbogenkreis.

A. Die Periode der Lichtbogenschwingungen.

§ 4. Geschichtliche Entwickelung. § 5. Das Wesen der Schwingungen zweiter Art.

Experimentelle Untersuchung.

§ 6. Plan der Untersuchung. § 7. Resultate der experimentellen Untersuchung. § 8. Diskussion der Resultate. § 9. Einfluß der Dämpfung im Primärkreis. § 10. Prüfung der Formel von Nasmyth. § 11. Untersuchung der Lampen der Praxis. § 12. Besondere Untersuchung einer Lampe mit Quermagnetfeld. § 13. Untersuchungsmethode bei starken Schwankungen der Periode. § 14. Die mittlere Spannung am Bogen e_m. § 15. Besondere Untersuchung über das Verhalten der Bogenschwingungen in sehr kurzen Zeiten. § 16. Ergebnis des Abschnittes I, A.

B. Die Intensität der Lichtbogenschwingungen.

§ 17. Theoretische Betrachtung. § 18. Plan der experimentellen Untersuchung. § 19. Resultate der Messung. § 20. Ergebnis des Abschnittes I, B.

II. Die Schwankungen im lose gekoppelten Sekundärkreis.

A. Theoretischer Teil.

§ 21. Einfluß der primären Intensitätsschwankungen.

Einfluß der primären Periodenschwankungen.

§ 22. Die schnellen sprungweisen und periodischen Änderungen der Wellenlänge. § 23. Die langsamen Änderungen der Wellenlänge.

B. Experimenteller Teil.

§ 24. Die Untersuchungsmethode. § 25. Einige Beispiele zur Erläuterung der Ergebnisse. § 26. Bestimmung der Größe der Periodenschwankungen aus den Aufnahmen. § 27. Die günstigsten Aufnahmen. § 28. Vergleich der beiden Methoden zur Bestimmung der Periodenschwankungen. § 29. Die Schwankungen der Periode in fester gekoppelten Kreisen. § 30. Ergebnisse von Abschnitt II. §. 31. Zusammenfassung.

Einleitung.

§ 1.

Der elektrische Lichtbogen als Quelle elektrischer Schwingungen.

Schaltet man einem Gleichstrom-Lichtbogen einen Kreis aus Selbstinduktion und Kapazität parallel, so können in diesem Kreise, wie Duddell[1]) im Jahre 1900 fand, elektrische Schwingungen auftreten. Ihr Entstehen hängt ab von folgenden Faktoren[2]) (vgl. Fig. 1):

Kapazität . . . . C,
Selbstinduktion . . . . L,
Leistungswiderstand . . . . . . r,
Elektrodenmaterial,
Kühlung der Elektroden,
Gas im Bogen,
Bogenlänge . . . . l,
Vorschaltwiderstand . . . . . . W,
Drosselspule . . . . D,
Stromstärke . . . . I_g,
Netzspannung . . . . E_n.

§ 2.

Drei Arten von Lichtbogenschwingungen.

Man unterscheidet[3]) drei Arten von Lichtbogenschwingungen:

1. Schwingungen erster Art:
   Der Maximalwert des Wechselstromes I_c (Fig. 1) ist kleiner als der Gleichstrom I_g, der Lichtbogen brennt dauernd. Die Frequenz dieser Schwingungen ist bis jetzt nur auf einige 10 000 zu bringen, ihre an sich geringe Nutzleistung nimmt noch mit steigender Frequenz ab[4]). Sie kommen daher für die Anwendung in der drahtlosen Telegraphie nicht in Betracht.

---

1) Duddell, The Electrician **46**, 269 u. 310, 1900.

2) H. Th. Simon, Jahrb. **1**, 16, 1907. Granquist, Nova acta reg. soc. sc. Ups. Ser. IV, Vol. 1, Nr. 5, 1906.

3) A. Blondel, L'Éclairage électrique **44**, 81, 1905. H. Th. Simon, l. c. H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, Diss., Göttingen 1907.

4) H. Barkhausen, l. c. § 35.

2. Schwingungen zweiter Art (vgl. auch Fig. 2):
   Der Maximalwert des Wechselstromes I_c wird größer als der Gleichstrom I_g, der Lichtbogen erlischt während eines Teiles der Periode, während jeder Periode findet eine neue Zündung statt. Ihre Frequenz läßt sich bei guter Nutzleistung durch Einbetten des Bogens in Wasserstoff (Poulsen, Lorenz A.-G.) oder durch Hintereinanderschalten mehrerer Bögen (Simon, Telefunken) leicht auf einige Millionen steigern. Sie finden daher in der drahtlosen Telegraphie ausgedehnte Verwendung.
3. Schwingungen dritter Art:
   Der Maximalwert des Wechselstromes I_c wird so groß, daß die am Lichtbogen auftretende negative Spannung den Bogen in umgekehrtem Sinne zündet; es erfolgt eine Reihe von ge-

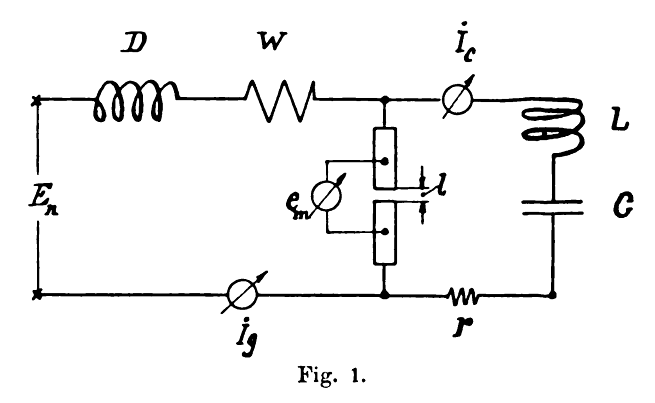


Fig. 1.

dämpften Funkenschwingungen der bekannten Art, bis die Spannung zum Rückzünden nicht mehr genügt. Der Kondensator wird dann wieder durch den Gleichstrom geladen, bis eine neue Zündung eintritt und eine weitere Folge gedämpfter Schwingungen auslöst. Auch diese Schwingungen sind wegen ihrer hoch zu steigernden Funkenzahl und der einfachen Art ihrer Erzeugung in Verbindung mit der Wienschen [1]) Stoßerregungsmethode in die drahtlose Telegraphie eingeführt [2]).

Welche Art der Schwingung auftritt, ist abhängig von der Wahl der auf Seite 119 angegebenen 11 Größen [3]).

1) M. Wien, Jahrb. 1, 469, 1908. Ann. d. Phys. 25, 625, 1908.
2) Arco, Elektrot. Ztschr. S. 535, 1909.
3) Simon, l. c.

§ 3.

Unregelmäßigkeiten der Bogenschwingungen.

Seit die Lichtbogenschwingungen bekannt sind, kennt man auch ihre Unregelmäßigkeiten. Diese Unregelmäßigkeiten wurden gerade in den ersten Jahren nach der Entdeckung, als es sich um Schwingungszahlen handelte, die im Gebiete der hörbaren Töne liegen, besonders leicht beobachtet, man hörte sie. Maisel[1]) sagt von ihnen: „Die Tonhöhe schwankte beträchtlich", und Blondel[2]), dem wir ein umfangreiches Material über die Vorgänge im Lichtbogen verdanken, beschreibt sie mit den Worten: « Mais le ton n'est jamais très pur et varie d'une façon irrégulière en hauteur, intensité et qualité ».

Maisel gelingt es auch, die Schwankungen der Periode objektiv festzustellen. Mit Hilfe eines photographischen Objektivs wurde das Bild des Lichtbogens auf eine rotierende Trommel geworfen, die mit einem lichtempfindlichen Streifen umgeben war. Auf dem Streifen erhält man Unterschiede in der Helligkeit, aus denen sich in einfacher Weise die Periodenzeit berechnen läßt. Maisel fand auf diese Weise, ohne irgend welche Änderungen am Bogen vorzunehmen, daß die Periodenzeit nach den Berechnungen aus verschiedenen Streifen zwischen $0{,}732 \cdot 10^{-3}$ Sek. und $0{,}769 \cdot 10^{-3}$ Sek., also um etwa $5\,^0/_0$ schwankte. Die meisten Photographien zeigten allerdings eine mittlere Periode von $0{,}753 \cdot 10^{-3}$ Sek. Es liegt in ihrem Wesen, daß diese Methode für Untersuchungen bei steigender Frequenz bald versagen muß.

Als die Frequenz durch Einbetten des Bogens in Wasserstoff von Poulsen bis in das Gebiet der in der drahtlosen Telegraphie üblichen Größe gesteigert wurde, trat der störende Einfluß der Periodenschwankungen besonders hervor bei den Versuchen, mit Hilfe der Lichtbogenschwingungen Dämpfungsmessungen auszuführen, wobei die Schwingungen zweiter Art wegen ihres kontinuierlichen Verlaufes besondere Vorteile bieten. R. v. Traubenberg und Monasch[3]) geben den Schwankungsbereich der Periode zu „weniger als $0{,}1\,^0/_0$" bei einer Wellenlänge $\lambda = 800$ m an; in einer späteren Arbeit stellt Traubenberg[4]) als Grenze $0{,}035\,^0/_0$ bei $\lambda = 1670$ m fest. Aber selbst diese klein erscheinenden Schwankungen der Periode verursachen, wie

1) Maisel, Phys. Ztschr. 4, 532, 1903.

2) Blondel, l. c.

3) Rausch v. Traubenberg und B. Monasch, Phys. Ztschr. 8, 925, 1907.

4) Rausch v. Traubenberg, Jahrb. 2, 307, 1908.

M. Wien[1]) zeigt, bei der Messung kleiner Dekremente so starke Schwankungen des Ausschlags im Meßkreis, daß die exakte Messung kleiner Dämpfungen dadurch erschwert und unverläßlich wird. „Inwieweit die Schwankungen der Periode die Messung beeinflussen", sagt Wien[2]), „hängt natürlich ganz davon ab, wie oft und in welcher Art sie auftreten; ob die Wechselzahl um einen Mittelwert hin und her pendelt, oder ob sie sich kontinuierlich ändert oder sprungweise für längere Zeit einen anderen Wert annimmt."

Neben der Periode ändert sich auch die Intensität der Schwingungen, wodurch ebenfalls die Ausführung exakter Messungen erschwert wird. Es ist der Zweck der vorliegenden Arbeit, die Größe der Perioden- und Intensitäts-Schwankungen der Lichtbogenschwingungen zweiter Art festzustellen und die Art der Schwankung zu ermitteln, unter besonderer Berücksichtigung der in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Frequenz, Selbstinduktion und Kapazität.

Die Untersuchung ist durchgeführt zunächst an dem einfachen Schwingungskreis: Lichtbogen, Selbstinduktion, Kapazität, Lichtbogen und dann an extrem lose gekoppelten Resonanzkreisen. Für die Schwankungen in fester gekoppelten Kreisen wurden nur einige orientierende Messungen ausgeführt.

I.

Die Schwankungen im Primärkreis.

A. Die Periode der Lichtbogenschwingungen.

§ 4.

Geschichtliche Entwickelung.

Um die Größe der Periodenschwankung zu bestimmen, ist es erforderlich zu untersuchen, von welchen Faktoren die Periodenzahl abhängt[3]).

In der ersten Zeit nach der Entdeckung der Lichtbogenschwingungen ging man von der Annahme[4]) aus, daß ihre Frequenz, ebenso

1) M. Wien, Ann. d. Phys. **25**, 625, 1908.
2) l. c. S. 658.
3) Im Folgenden wechseln die Ausdrücke Periodenzahl, Frequenz, Periodenzeit und Wellenlänge mit Rücksicht auf die Vorstellung oder Rechnung.
4) P. Janet, Comptes Rendus, vol. 134, 821, 1902. W. Duddell, l. c. Tissot, Congrès de l'Assoc. Française à Montauban 1902. Heinke, Vertr. d. Ver. z. Beförd. d. Gewerbefl., **83**, 403, 1904.

wie bei den bekannten Schwingungskreisen mit Funkenstrecke, gegeben ist durch die Thomsonsche Formel:

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{r^2}{4L^2}}$$

oder bei der gebräuchlichen Vernachlässigung des zweiten Gliedes, welches i. a. klein ist gegen das erste:

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC}}.$$

Durch verschiedene Arbeiten wurde dann bald nachgewiesen, daß die Thomsonsche Formel zur Bestimmung der Frequenz nicht ausreicht.

Wertheim-Salomonson[1]) findet die Abhängigkeit der Frequenz von der Stromstärke.

Ascoli und Manzetti[2]) zeigen den Einfluß der Stromstärke und Bogenspannung.

Duddell[3]) versucht diese Abweichungen dadurch zu erklären, daß er das zweite Glied $\frac{r^2}{4L^2}$ der ungekürzten Thomsonschen Formel berücksichtigt. Da der Lichtbogen im Schwingungskreise liege, so komme er als Teil des Leistungswiderstandes r auch für die Bestimmung der Frequenz n in Betracht; diese müsse also von der Stromstärke und der Bogenlänge abhängen.

La Rosa[4]) und nach ihm Maisel[5]) stellen den Verlauf der Schwingungen zweiter Art fest. Die Schwingungen sind weder sinusartig noch um die Nullachse symmetrisch. Den Teil, in dem der Bogen erloschen ist, nennt Maisel die Ladungsperiode. Diese und daher die ganze Periodenzeit müsse um so länger sein, je kleiner der Ladestrom ist. Hierin findet er die Erklärung für seine Beobachtungen:

Stromstärke I_g Amp.	Periodenzeit T Sek.
3,8	$0{,}755 \cdot 10^{-3}$
3,0	$0{,}788 \cdot 10^{-3}$
2,05	$0{,}800 \cdot 10^{-3}$
1,75	$0{,}835 \cdot 10^{-3}$

1) Wertheim-Salomonson, Koninklyjke Akademie von Wettenschappen, Amsterdam, Versl. 1902/03 S. 381.

2) Ascoli e Manzetti, Rend. Acc. Lincei 1902, 2° sem., fasc. 1°.

3) W. Duddell, The Electrician, vol. 51, 902, 1903.

4) M. La Rosa, Nuovo Cimento, vol. 7, 5, 1904.

5) Maisel, Phys. Ztschr. 5, 550, 1904.

Blondel[1]) stellt durch seine oszillographischen Aufnahmen die drei verschiedenen Arten der Lichtbogenschwingungen fest. Für die Frage der Frequenz ist folgende Tabelle aus den Angaben von Blondel zusammengestellt.

Nr.[2])	Bogenlänge l	Stromstärke I_g	Frequenz n
30	2	0,8	521
52	4	2,2	545
98	3.5	6,4	666

Es handelt sich hier, wie die oszillographischen Aufnahmen zeigen, um Schwingungen erster Art; die Selbstinduktion und Kapazität waren in allen drei Fällen dieselben. Man sieht also auch hier, wo die Erklärung von Maisel versagt, weil der Bogen nicht erlischt, einen erheblichen Einfluß von Stromstärke und Bogenlänge auf die Frequenz.

Die Abhängigkeit der Frequenz von Bogenlänge und Stromstärke wird weiter durch Simon[3]) und für höhere Frequenzen später von Austin[4]) und Nasmyth[5]) experimentell bestätigt.

Mathematisch ist das Problem der Lichtbogenschwingungen von Granquist[6]) und Riecke[7]) behandelt worden; die Voraussetzungen und einschränkenden Bedingungen, unter denen ihre Ableitungen gelten,

---

1) Blondel, l. c.

2) Nr. des Klischees in der Arbeit von Blondel.

3) H. Th. Simon, Phys. Ztschr. 7, 433, 1906.

4) L. W. Austin, Bulletin of the Bur. of Stand., vol. 3, 325, 1907.

5) Nasmyth, Phys. Review, vol. 27, 117, 1908.

6) Granquist, l. c. Granquist nimmt die Beziehung zwischen dem Momentanwert des Bogenstromes I_{b_t} und der zugehörigen Spannung am Bogen e_t als gradlinig an

$$e_t = - K I_{b_t}$$
$$K = \text{Konstante}$$

Nach den Einschränkungen (l. c. S. 48) gelten seine Formeln nur für Frequenzen kleiner als 7200.

7) Riecke, Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wissenschaften zu Göttingen, Math. Phys. Klasse 1907. Die Beziehung zwischen I_{b_t} und e_t lautet bei Riecke:

$$e_t = e_o + \omega I_{b_t} + \lambda \frac{d I_{b_t}}{d t}.$$

e_o, λ und ω sind Konstante. Das Glied $\lambda \frac{d I_{b_t}}{d t}$ soll die von Simon gefundene Erscheinung der „Lichtbogenhysterese" berücksichtigen; bei gleichem I_{b_t} ist e_t verschieden, je nachdem I_{b_t} zu- oder abnimmt (vgl. Fig. 3). Rieckes „Betrachtungen gelten außerdem nur bei kleinen Abweichungen vom stationären Zustande" (l. c. S. 254), also nur für Schwingungen erster Art bei kleinen Werten des Kondensatorstromes I_c.

sind so, daß ihre Ergebnisse für die schnellen Schwingungen der drahtlosen Telegraphie nicht mehr gültig sind. Auch eine von Nasmyth[1]) abgeleitete Formel, deren Richtigkeit er an einer Reihe von Messungen nachzuweisen versucht, enthält in ihrer Entwickelung so viele Voraussetzungen und Vernachlässigungen, daß ihre allgemeine Gültigkeit sehr zweifelhaft erscheinen muß. Diese Formel wird weiter unten (§ 10) an einigen Meßreihen geprüft werden.

§ 5.

Das Wesen der Schwingungen zweiter Art.

Um zu zeigen, von welchen Faktoren die Schwingungszahl abhängt, ist in Fig. 2 der schematische Verlauf einer Schwingung zweiter Art dargestellt[2]).

I_g Gleichstrom (vgl. Fig. 1),
I_b Bogenstrom,
I_c Kondensatorstrom,
E Spannung am Kondensator,
e „ „ Bogen.

Unter der Annahme[3]), daß der Gleichstrom I_g konstant bleibt, muß der Bogen in dem Augenblick, wo der negative Kondensatorstrom I_c

1) Nasmyth benutzt die von Ayrton (H. Ayrton, The electric Arc, London 1902) für den stationär brennenden Bogen gefundene Beziehung

$$e_t = a + b\,l + \frac{c + d\,l}{I_{b_t}}$$

auch für den Schwingungsbogen.

a, b, c, d Bogenkonstante.
l Bogenlänge.

Den Stromverlauf nimmt Nasmyth sinusförmig an.

Bezüglich der weiteren Annahmen und Vernachlässigungen verweise ich auf die Arbeit von Nasmyth, l. c. S. 124—129.

2) Barkhausen, l. c.

3) Diese Annahme ist zulässig, da bei genügend großer Drossel mit der Induktivität D (Fig. 1), welche die zum Laden des Kondensators C erforderliche Energie liefert, die Stromschwankungen I_g nur sehr gering sein können, selbst wenn durch die Abnahme des Stromes I_g um ΔI_g der Kondensator C bis zur maximalen Spannung $E_{\max}$ aufgeladen werden müßte, wie folgende Rechnung zeigt:

$$\frac{D\,I_g^2}{2} - \frac{D(I_g - \Delta I_g)^2}{2} = \frac{E^2_{\max}\,C}{2}.$$

Vernachlässigt man



die Größe des Gleichstromes I_g erreicht, erlöschen; der Kondensatorstrom I_c nimmt den während der Ladungszeit T_2 konstant bleibenden

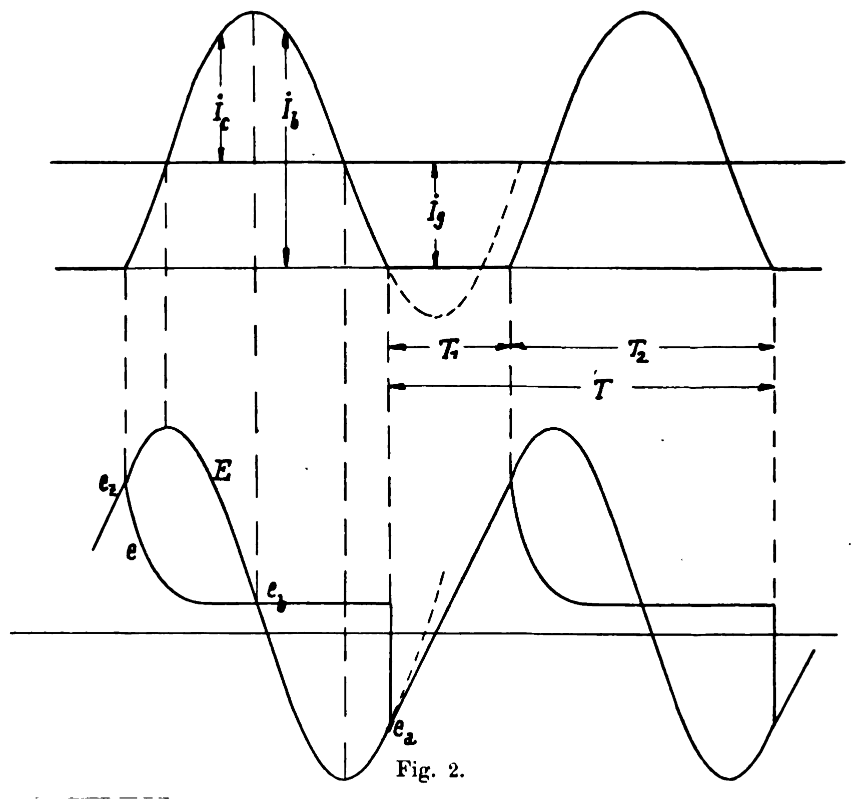


Fig. 2.

$$\Delta I_g \text{ gegen } 2 I_g,$$

so ist:

$$\Delta I_g = \frac{E^2_{max} \cdot C}{2 I_g \cdot D}.$$

Durch Einsetzen folgender Zahlenwerte, welche experimentell gewonnen wurden bei Verhältnissen, die ein besonders großes ΔI_g bedingen, also C groß, I_g klein, erhält man:

$$E_{max} = 700 \text{ Volt},$$
$$C = 5{,}85 \cdot 10^{-9} \text{ Farad},$$
$$D = 0{,}2 \text{ Henry},$$
$$I_g = 1 \text{ Amp.},$$
$$\Delta I_g = \frac{700^2 \cdot 5{,}85 \cdot 10^{-9}}{2 \cdot 1 \cdot 0{,}2} = 7{,}2 \cdot 10^{-3} \text{ Amp.}$$

Die Schwankungen des Gleichstromes I_g sind also selbst unter sehr ungünstigen Verhältnissen nur sehr gering.

Wert I_g an. Die Spannung am Bogen ist bis auf den zu vernachlässigenden Ohmschen Spannungsabfall gleich der Spannung E an der Kapazität, also im Anfang der Ladung gleich e_a. Die Spannung e steigt dann, da der Ladestrom konstant gleich I_g bleibt, geradlinig an, bis bei der Spannung e_z eine neue Zündung einsetzt. Dann ist der Schwingungskreis wieder geschlossen über dem Lichtbogen, seine Frequenz also bestimmt durch die in ihm wirkenden elektromotorischen Kräfte der Kapazität, Selbstinduktion, Widerstand und die E.M.K. im Bogen; diese ist abhängig von Bogenstrom, Bogenlänge, Elektrodenmaterial, Bogengas und Schwingungszahl (Hysteresis[1]). Der Ver-

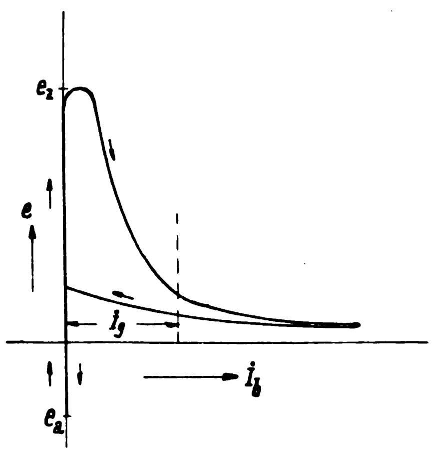


Fig. 3.

lauf der Spannung am Bogen e als Funktion des Bogenstromes I_b, die sogenannte „Spannungscharakteristik“ ist für schnelle Schwingungen ($T = 7{,}9 \cdot 10^{-6}$) experimentell von Barkhausen[2]) bestimmt worden und hat das typische Aussehen der Fig. 3. Der Verlauf der „Spannungscharakteristik“ ändert sich, wie Barkhausen zeigt, mit der Stromstärke I_g, mit der Bogenlänge l, mit dem Leistungswiderstand r im Schwingungskreise und der Einwirkung eines magnetischen Feldes. Es ist vorauszusehen, daß der Einfluß des Bogens auf die Frequenz, ebenso wie der Einfluß des Widerstandes (vgl. die vollständige Thomsonsche Formel), um so kleiner sein muß, je größer die Selbstinduktion L wird.

1) Simon, Jahrb. l. c.
2) Barkhausen, Jahrb. l. c.

Der Verlauf der Schwingungen zweiter Art legt es nahe, die Schwingungszeit T (Fig. 2) in 2 Teile zu zerlegen, in die Ladezeit T_1 und die Brennzeit T_2. Eine derartige Formel wird von **Barkhausen** [1]) mitgeteilt.

$$T_1 = \frac{(e_z - e_a)\,C}{I_g},$$

$$T_2 = 2\sqrt{CL}\left(\pi - \arc\cos\frac{I_g}{I_{c\,max}}\right),$$

$$T = T_1 + T_2.$$

Diese Formeln gelten nur unter folgenden Voraussetzungen:

Für die Ladezeit T_1:

1. I_g = konstant.

(wie S. 125 nachgewiesen zulässig).

Für die Brennzeit T_2:

2. Der Einfluß der Vorgänge im Bogen auf die Periodenzeit wird vernachlässigt. (**Thomsonsche** Formel.)

3. Sinusartiger Verlauf des Kondensatorstromes I_c.

Die Voraussetzungen unter 2 und 3 treffen nicht zu; quantitativ kann die Formel also nicht gelten.

Das Ergebnis der theoretischen Behandlung der Frequenz der Lichtbogenschwingungen kann nur wenig befriedigen. Die Vorgänge im Lichtbogen sind von so vielen Faktoren abhängig, daß sie mathematisch wohl kaum je zu fassen sein werden. Auch würde eine Formel der Frequenz für Meßzwecke nur wenig Wert haben, da die Frequenz leicht experimentell mit Hilfe eines Resonanzkreises bestimmt werden kann, leichter jedenfalls als die zur Berechnung notwendigen Größen (e_z, e_a, $I_{c\,max}$).

Experimentelle Untersuchung.

§ 6.

Plan der Untersuchung.

Um experimentell die Abhängigkeit der Frequenz von den sie beeinflussenden Faktoren zu prüfen, wurde zunächst einmal das ganze

1) **Barkhausen**, Jahrb. l. c.

Barkhausen gibt folgende Formel:

$$T_2 = 2\sqrt{CL}\cdot\arc\cos\frac{I_g}{I_{c\,max}}.$$

Der Unterschied gegen die oben mitgeteilte Formel

$$T_2 = 2\sqrt{CL}\left(\pi - \arc\cos\frac{I_g}{I_{c\,max}}\right)$$

ist offenbar auf ein Versehen beim Druck zurückzuführen.

Gebiet untersucht bei einer Lampe. Es wurde die Änderung der Frequenz beobachtet, indem die Stromstärke I_g und die Bogenlänge l in den weitesten Grenzen geändert wurde bei konstanter Selbstinduktion und Kapazität. Diese Versuche wurden dann für die verschiedensten Kapazitäten, Selbstinduktionen und Wellenlängen wiederholt, wie schon in der Einleitung betont, unter Berücksichtigung der in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Größen.

Tabelle 1 gibt eine Übersicht über den Gang der Untersuchung.

Tabelle 1.

Gang der experimentellen Untersuchung der Periode.
Lampe der Reichsanstalt (vgl. S. 131).

Nr. des Versuches	C MF	L cm	I_g Amp.	l mm
		I. $\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 1915$ m		
1	$0{,}76 \cdot 10^{-3}$	1358000	1,3	0,3—1,8
2	$0{,}76 \cdot 10^{-3}$	1358000	2,7	1,2—3,6
3	$0{,}76 \cdot 10^{-3}$	1358000	3,9	1,8—5,1
4	$1{,}94 \cdot 10^{-3}$	532000	1,3	0,3—2,1
5	$1{,}94 \cdot 10^{-3}$	532000	2,7	0,8—3,6
6	$1{,}94 \cdot 10^{-3}$	532000	3,9	0,9—5,1
7	$5{,}85 \cdot 10^{-3}$	176500	1,3	0,2—1,8
8	$5{,}85 \cdot 10^{-3}$	176500	2,7	0,3—3,9
9	$5{,}85 \cdot 10^{-3}$	176500	3,9	0,3—5,1
		II. $\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 800$ m		
10	$0{,}76 \cdot 10^{-3}$	237000	1,3	0,2—1,1
11	$0{,}76 \cdot 10^{-3}$	237000	2,7	1,1—1,8
12	$0{,}76 \cdot 10^{-3}$	237000	3,9×	—
13	$1{,}94 \cdot 10^{-3}$	92900	1,3	0 2—1,6
14	$1{,}94 \cdot 10^{-3}$	92900	2,7	0,3—2,4
15	$1{,}94 \cdot 10^{-3}$	92900	3,9	0,6—3,0
16	$5{,}85 \cdot 10^{-3}$	30800	1,3	0,2—1,2
17	$5{,}85 \cdot 10^{-3}$	30800	2,7	0,15-2,4
18	$5{,}85 \cdot 10^{-3}$	30800	3,9	0,3—3,0
		III. $\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 300$ m		
19	$0{,}76 \cdot 10^{-3}$	33300	1,3	0,15—1,2
20	$0{,}76 \cdot 10^{-3}$	33300	2,7	1,2 —1,7
21	$0{,}76 \cdot 10^{-3}$	33300	3,9×	—
22	$1{,}94 \cdot 10^{-3}$	13060	1,3	0,15—0,9
23	$1{,}94 \cdot 10^{-3}$	13060	2,7	0,3 —1,7
24	$1{,}94 \cdot 10^{-3}$	13060	3,5	0,9 —1,5
25	$5{,}85 \cdot 10^{-3}$	4330	1,3×	0,15—0,45
26	$5{,}85 \cdot 10^{-3}$	4330	2,7×	0,15—0,75
27	$5{,}85 \cdot 10^{-3}$	4330	3,7×	0,15—0,75

Es wurden danach bei drei verschiedenen „Thomsonwellenlängen"

$$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{CL}.$$
$$\lambda_0 = 1915 \text{ m},$$
$$\lambda_0 = 800 \text{ m} \quad \text{und}$$
$$\lambda_0 = 300 \text{ m}$$

Kapazität C, Selbstinduktion L, Stromstärke I_g und Bogenlänge l variiert. Die „Thomsonwellenlängen" λ_0 wurden mit Hilfe eines lose gekoppelten Sekundärkreises geringer Dämpfung (ca. 0,01) durch Resonanzeinstellung nach der Methode der Stoßerregung bei kurzgeschlossenem Lampenbogen bestimmt. Darauf wurde der primäre Kreis durch den Lampenbogen erregt. Gemessen wurden (vgl. Fig. 1).

Bogenlänge . . . . l,
Gleichstrom . . . . I_g,
Kondensatorstrom . . . . I_c,
Wellenlänge . . . . λ,
Bogenspannung . . . . . . e_m.

Die Wellenlänge λ bei brennendem Bogen wurde wie oben durch Resonanzeinstellung im Sekundärkreis bestimmt (vgl. auch § 13), $\lambda - \lambda_0$ ist die gesuchte Änderung der Wellenlänge. Die Bogenspannung e_m wurde an einem Voltmeter nach d'Arsonval abgelesen. Das Voltmeter kann naturgemäß den schnellen Änderungen der Spannung e, wie sie die Schwingungen verursachen (Fig. 2), nicht folgen, es stellt sich ein auf den einfachen Mittelwert

$$e_m = \frac{1}{t}\int_0^t e_t \, dt,$$

wo t von der Größenordnung der Schwingungsdauer des benutzten Instrumentes ist.

Für jede der Versuchsreihen Nr. 1—27 (Tabelle 1) wurde unter Konstanthalten des Gleichstromes I_g die Bogenlänge l vom kleinsten bis zum größtmöglichen Wert verändert.

Bei zu kleiner Bogenlänge brennt der Bogen gleichströmig ohne Schwingungen, bei zu großer Bogenlänge erlischt der Bogen; das Gebiet der Bogenlängen, in dem Schwingungen möglich sind, ändert sich, wie Tabelle 1 zeigt, sehr stark mit der Kapazität, Selbstinduktion und der Stromstärke. Bei den mit einem Kreuz (×) bezeichneten Versuchen Nr. 12 und 21 wurden bei 3,9 Amp. keine Schwingungen erhalten. Die Messungen unter Nr. 25, 26, 27 waren zu unregelmäßig, wahrschein-

lich waren die Schwingungen zweiter Art schon gemischt mit solchen dritter Art, da im Sekundärkreis sich auch die „Thomsonwellenlänge" nachweisen ließ.

Gleichstrom . . . . I_g,
Kondensatorstrom . . . . I_c und
Wellenlänge . . . . λ

sind, wie später gezeigt wird, eine Funktion der fortwährend schwankenden Bogenspannung e_m. Es wurden nach Möglichkeit (vgl. auch § 13) zusammengehörige Werte dieser Größen ermittelt. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 2—10 enthalten.

Diese Versuche wurden ausgeführt an einer in der Physikalisch Technischen Reichsanstalt eigens für Meßzwecke konstruierten, in der Zeitschrift für Instrumentenkunde[1]) beschriebenen Lampe, welche dem Physikalischen Institut freundlichst zur Verfügung gestellt wurde. Anode aus Kupfer, durch fließendes Wasser gekühlt, Kathode aus Kohle, Bogengas: Wasserstoff. Das Magnetfeld wurde nicht verwandt.

Tabelle 2 (Fig. 4).
Lampe der Reichsanstalt.

$$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 1915 \text{ m}$$

$C_1 = 0{,}76 \cdot 10^{-3}$ MF $\qquad L_1 = 1358000$ cm

Nr.	l mm	I_g Amp.	I_c Amp.	e_m Volt	λ m
1	0,3	1,3	0,99	49	1921,3
2	0,6	1,3	1,0	57	1922
3	0,9	1,3	1,0	68	1924
4	1,2	1,3	1,0	75	1925,3
5	1,5	1,3	1,0	82	1928
6	1,8	1,3	1,0	87	1929,3
7	1,2	2,7	2,0	60	1922
8	1,8	2,7	2,0	75	1924
9	2,4	2,7	2,0	82	1924,8
10	2,7	2,7	2,0	89	1925,8
11	3,3	2,7	2,0	96	1926,5
12	3,6	2,7	2,0	104	1928
13	2,0	3,9	2,95	75	1921,3
14	2,4	3,9	2,95	82	1922,6
15	2,7	3,9	2,95	86	1922,6
16	3,0	3,9	2,95	91	1923,2
17	3,3	3,9	2,95	96	1924
18	3,9	3,9	2,95	102	1924,8
19	4,2	3,9	2,95	109	1924,8
20	4,8	3,9	2,95	123	1926,5

1) Ztschr. f. Instrumentenkunde 28, 148, 1908.

Tabelle 3 (Fig. 4). Lampe der Reichsanstalt.

$$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 1915 \text{ m}$$
$$C_1 = 1{,}94 \cdot 10^{-3} \text{ MF} \qquad L_1 = 532000 \text{ cm}$$

Nr.	l mm	I_g Amp.	I_c Amp.	e_m Volt	λ m
1	0,3	1,3	1,02	41	1922,6
2	0,3	1,3	1,02	44	1922,6
3	0,6	1,3	1,02	50,5	1924,8
4	0,9	1,3	1,02	61,5	1927
5	1,2	1,3	1,02	70	1929,3
6	1,5	1,3	1,02	75	1931
7	1,8	1,3	1,02	87	1932,5
8	2,1	1,3	1,02	96	1936,5
9	0,3	2,7	2,0	34	1920
10	0,6	2,7	2,0	38	1921
11	0,9	2,7	2,0	46	1922
12	1,2	2,7	2,01	52	1922,6
13	1,8	2,7	2,01	64	1925,3
14	2,1	2,7	2,01	71	1925,8
15	2,4	2,7	2,01	74	1927,3
16	2,7	2,7	2,01	82	1928,5
17	3,0	2,7	2,01	89	1930,3
18	3,3	2,7	2,01	91,5	1930,3
19	0,9	3,9	3,05	37	1917
20	1,2	3,9	3,05	41	1917,8
21	1,5	3,9	3,05	48	1918
22	1,8	3,9	3,05	52	1919
23	2,1	3,9	3,05	57	1920,3
24	2,4	3,9	3,05	64	1921
25	3,0	3,9	3,05	71	1922,3
26	3,3	3,9	3,05	79	1924,3
27	3,9	3,9	3,05	85	1926,3
28	4,2	3,9	3,05	89	1927,3
29	4,5	3,9	3,05	96	1929
30	5,1	3,9	3,05	102	1931

Tabelle 4 (Fig. 4). Lampe der Reichsanstalt.

$$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 1915 \text{ m}$$
$$C_1 = 5{,}85 \cdot 10^{-3} \text{ MF} \qquad L_1 = 176500 \text{ cm}$$

Nr.	l mm	I_g Amp.	I_c Amp.	e_m Volt	λ m
1	0,2	1,3	1,02	35	1930
2	0,3	1,3	1,02	41	1939
3	0,3	1,3	1,02	44	1943
4	0,6	1,3	1,02	55	1950
5	0,6	1,3	1,02	57	1954
6	1,2	1,3	1,02	68	1961
7	1,2	1,3	1,02	75	1979
8	1,8	1,3	1,02	79	1984
9	1,8	1,3	1,02	97	1998

Nr.	l mm	I_g Amp.	I_c Amp.	e_m Volt	λ m
10	0,3	2,7	2,1	29	1923
11	0,6	2,7	2,1	37	1928
12	0,9	2,7	2,1	44	1929
13	1,2	2,7	2,1	53	1930
14	1,5	2,7	2,1	60	1938
15	2,1	2,7	2,1	66	1944
16	2,1	2,7	2,1	71	1947
17	2,4	2,7	2,1	78	1954
18	3,0	2,7	2,1	85	1960
19	3,6	2,7	2,1	93	1967
20	3,9	2,7	2,1	102	1986
21	0,3	3,9	3,05	29	1918
22	0,6	3,9	3,05	35	1922
23	0,9	3,9	3,05	41	1924
24	1,2	3,9	3,05	46	1927
25	1,5	3,9	3,05	51	1930
26	1,8	3,9	3 05	60	1934
27	2,4	3,9	3,05	66	1939
28	3,0	3,9	3,05	77	1946
29	3,6	3,9	3,05	85	1953
30	4,2	3,9	3,05	92	1961
31	4,5	3.9	3,05	100	1966
32	4,8	3,9	3,05	104	1970
33	5,1	3,9	3,05	—	—

Tabelle 5 (Fig. 5). Lampe der Reichsanstalt.

$$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 800 \text{ m}$$

$$C_1 = 0{,}76 \cdot 10^{-8} \text{ MF} \qquad L_1 = 237000 \text{ cm}$$

Nr.	l mm	I_g Amp.	I_c Amp.	e_m Volt	λ m
1	0,2	1,3	1,1	34	810
2	0,3	1,3	1,1	44	812
3	0,45	1,3	1,1	57	814,5
4	0,6	1,3	1,1	64	815,5
5	0,75	1,3	1,1	70	818
6	0,9	1,3	1,1	82	822
7	1,1	1,3	1,1	87	825
8	1,1	2,7	2,15	62	811
9	1,2	2,7	2,15	71	812
10	1,35	2,7	2,15	75	813
11	1,5	2,7	2,15	83	814
12	1,8	2,7	2,15	92	815
13	2,1	3,9	2,75	76,5	806,5
14	2,4	3.9	2,75	83	807
15	3,0	3,9	2,75	92	808
16	3,0	3,9	2,75	93	808,5
17	3,6	3,9	2,75	105	809,5
18	3,6	3,9	2,75	109	810
19	3,9	3,9	2,75	116	811,5

Tabelle 6 (Fig. 5). Lampe der Reichsanstalt.

$$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 800 \text{ m}$$
$$C_1 = 1{,}94 \cdot 10^{-3} \text{ MF} \qquad L_1 = 92\,900 \text{ cm}$$

Nr.	l mm	I_g Amp.	I_c Amp.	e_m Volt	λ m
1	0,2	1,3	1,1	32	807
2	0,3	1,3	1,1	37	809
3	0,45	1,3	1,1	44	811
4	0,6	1,3	1,1	55	815
5	0,75	1,3	1,1	61	818
6	0,9	1,3	1,1	64	819
7	1,05	1,3	1,1	70	822
8	1,2	1,3	1,1	75	826
9	1,4	1,3	1,1	83	834
10	1,6	1,3	1,1	90	838
11	0,3	2,7	2,15	33	807
12	0,45	2,7	2,15	35,5	808
13	0,6	2,7	2,15	43	810
14	0,9	2,7	2,15	49	812
15	1,2	2,7	2,15	57	813
16	1,5	2,7	2,15	67	817
17	1,8	2,7	2,15	75	819
18	2,1	2,7	2,15	82	822,5
19	2,4	2,7	2,15	95,5	828,5
20	0,6	3,9	3,0	44	808,5
21	0,9	3,9	3,0	52	811
22	1,2	3,9	3,0	57	812
23	1,5	3,9	3,0	61	813
24	1,5	3,9	3,0	66	814
25	1,8	3,9	3,0	70	815
26	2,4	3,9	3,0	76	818
27	3,0	3,9	3,0	91	821

Tabelle 7 (Fig. 5). Lampe der Reichsanstalt.

$$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 800 \text{ m}$$
$$C_1 = 5{,}85 \cdot 10^{-3} \text{ MF} \qquad L_1 = 30\,800 \text{ cm}$$

Nr.	l mm	I_g Amp.	I_c Amp.	e_m Volt	λ m
1	0,2	1,3	1,1	29	812
2	0,2	1,3	1,1	34	825
3	0,3	1,3	1,1	42	840
4	0,45	1,3	1,1	50,5	856
5	0,6	1,3	1,1	56	870
6	0,75	1,3	1,1	66	890
7	1,0	1,3	1,1	72	910
8	1,2	1,3	1,1	81	943

Nr.	l mm	I_g Amp.	I_c Amp.	e_m Volt	λ m
9	0,15	2,7	2,25	29	807
10	0,3	2,7	2,25	36	821
11	0,6	2,7	2,25	44	829
12	0,75	2,7	2,25	49	839
13	0,9	2,7	2,25	55	845
14	1,2	2,7	2,25	62	855
15	1,5	2,7	2,25	68	863
16	1,8	2,7	2,25	76	878
17	2,1	2,7	2,25	83	893
18	2,4	2,7	2,25	90	906
19	0,3	3,9	3,3	31	807
20	0,45	3,9	3,3	40	817
21	0,9	3,9	3,3	46	825
22	1,5	3,9	3,3	55	830
23	1,8	3,9	3,3	61,5	836
24	2,1	3,9	3,3	76	852
25	2,4	3,9	3,3	82	855
26	2,7	3,9	3,3	85	860
27	3,0	3,9	3,3	91,5	870

Tabelle 8 (Fig. 6). Lampe der Reichsanstalt.

$$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 300 \text{ m}$$

$$C_1 = 0{,}76 \cdot 10^{-3} \text{ MF} \qquad L_1 = 33300 \text{ cm}$$

Nr.	l mm	I_g Amp.	I_c Amp.	e_m Volt	λ m
1	0,15	1,3	0,9	36,5	314
2	0,3	1,3	0,9	46,5	318
3	0,45	1,3	0,9	55	320
4	0,6	1,3	0,9	60	323
5	0,75	1,3	0,9	67	325
6	0,9	1,3	0,9	74	330
7	1,05	1,3	0,9	79	334
8	1,2	1,3	0,9	86	341
9	1,2	2,7	1,7	57,5	312
10	1,2	2,7	1,7	61,5	313
11	1,4	2,7	1,7	67	314
12	1,4	2,7	1,7	70	315
13	1,5	2,7	1,7	81	317
14	1,7	2,7	1,7	83	318
15	1,7	2,7	1,7	89	319
16	1,7	2,7	1,7	90	319

Tabelle 9 (Fig. 6). Lampe der Reichsanstalt.

$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 300$ m

$C_1 = 1{,}94 \cdot 10^{-3}$ MF $\quad L_1 = 13060$ cm

Nr.	l mm	I_g Amp.	I_c Amp.	e_m Volt	λ m
1	0,15	1,3	1,0	37	324
2	0,15	1,3	1,0	42	329
3	0,3	1,3	1,0	55	350
4	0,6	1,3	1,0	63	359
5	0,6	1,3	1,0	70	373
6	0,75	1,3	1,0	75	383
7	0,9	1,3	1,0	82	390
8	0,3	2,7	2,1	37	314
9	0,45	2,7	2,1	41	316
10	0,9	2,7	2,1	53	322
11	0.9	2,7	2,1	60	324
12	1,2	2,7	2,1	64	327
13	1,5	2,7	2,1	70	330
14	1,5	2,7	2,1	79	336
15	1,7	2,7	2,1	82	338
16	0,9	3,5	2,5	51	314
17	0,9	3,5	2,5	57,5	319
18	1,2	3,5	2,5	67	320
19	1,2	3,5	2,5	72,5	323
20	1,5	3,5	2,5	74	324
21	1,5	3,5	2,5	85	327

Tabelle 10 (Fig. 7). Lampe der Reichsanstalt.

Zunahme der Wellenlänge $\varDelta\lambda$ bei 100 Volt Änderung der Bogenspannung e_m und konstanter Stromstärke I_g.

$C_1 = 0{,}76 \cdot 10^{-3}$ MF (———)		$C_1 = 1{,}94 \cdot 10^{-3}$ MF (— — — —)		$C_1 = 5{,}85 \cdot 10^{-3}$ MF (—·—·—·—)	
		$\lambda_0 = 1915$ m			
I_g Amp.	$\varDelta\lambda$ m	I_g Amp.	$\varDelta\lambda$ m	I_g Amp.	$\varDelta\lambda$ m
· 1,3	19	1,3	24	1,3	110
× 2,7	13,5	2,7	21	2,7	77
o 3,9	10	3,9	18,6	3,9	66
		$\lambda_0 = 800$ m			
· 1,3	24,2	1,3	50	1,3	223
× 2,7	14,8	2,7	37	2,7	156
o 3,9	11,5	3,9	27,4	3,9	100
		$\lambda_0 = 300$ m			
· 1,3	54,5	1,3	153		
× 2,7	22,3	2,7	55,6		
o 3,9	—	3,5	39		

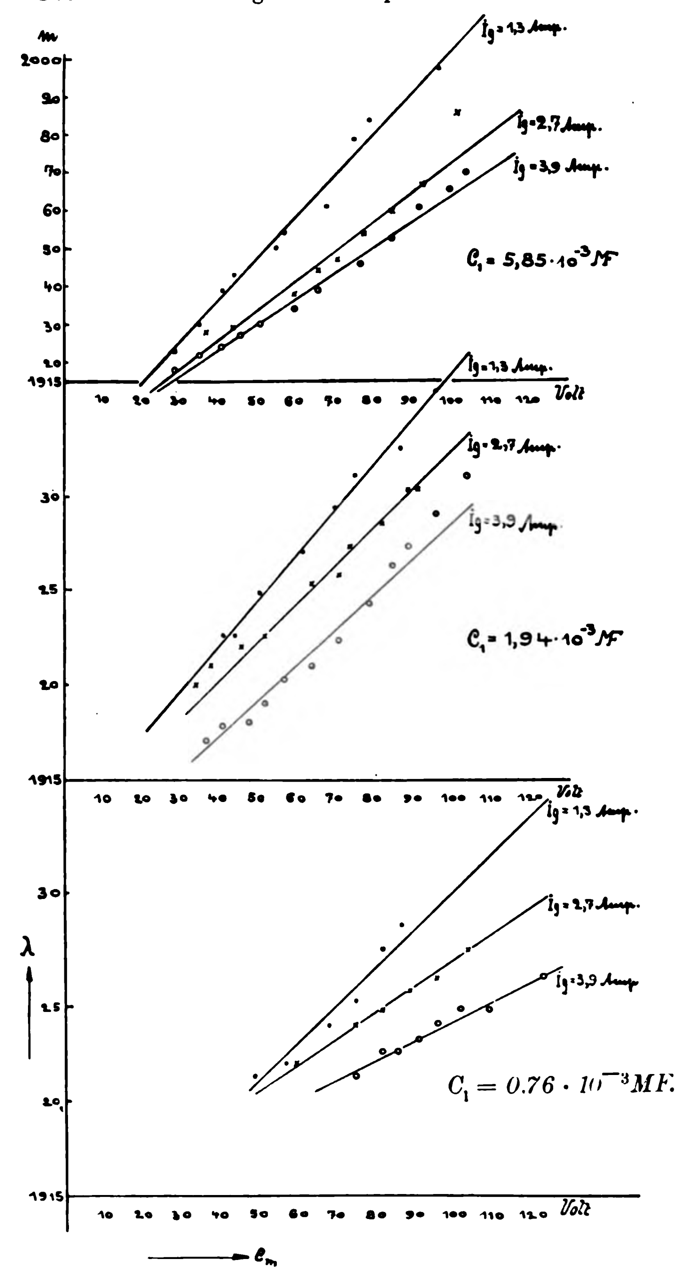


Fig. 4. Lampe Reichsanstalt. $\lambda_0 = 1915$ m.

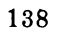


Fig. 5. Lampe Reichsanstalt. $\lambda_0 = 800$ m.

§ 7.

Resultate der experimentellen Untersuchung.

In den Fig. 4—6 ist die Wellenlänge als Funktion der Bogenspannung e_m aufgetragen. Die Figuren zeigen:

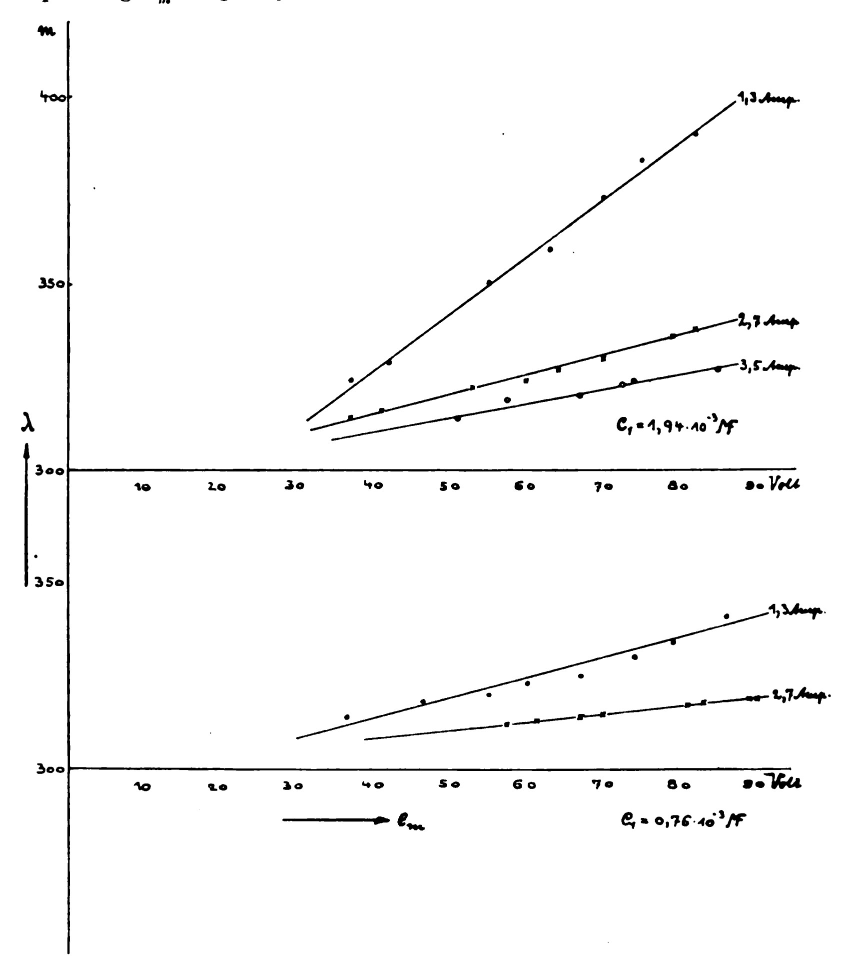


Fig. 6. Lampe Reichsanstalt. $\lambda_0 = 300$ m.

1. Die Beziehung zwischen der Bogenspannung e_m und der Wellenlänge λ ist bei konstantem Gleichstrom I_g angenähert linear.

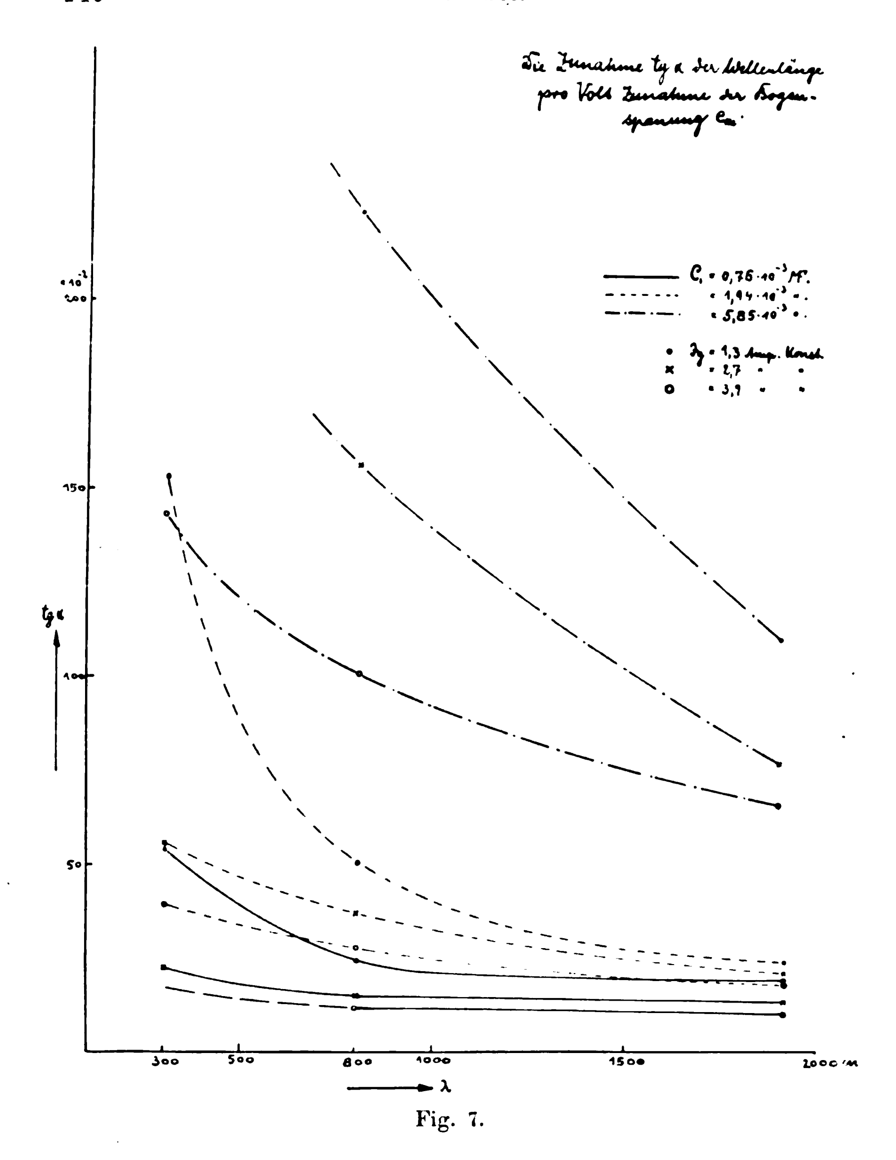


Fig. 7.

2. Die Neigung $\operatorname{tg}\alpha$ dieser Geraden $\lambda = f(e_m)$, d. h. die Zunahme der Wellenlänge pro Volt Spannungserhöhung, ist bei gleicher Kapazität C und Selbstinduktion L um so größer, je kleiner die Stromstärke I_g ist.

Um die Neigung der Geraden für verschiedene Wellenlängen untereinander vergleichen zu können, ist $\operatorname{tg}\alpha$ aus den Fig. 4—6 ermittelt und in Tabelle 10 zusammengestellt. Fig. 7 zeigt $tg\alpha$ als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Stromstärken I_g und Kapazitäten C. Die oberen aus nur wenigen Punkten konstruierten Kurven können keinen Anspruch auf genau quantitative Gültigkeit machen. Später werden indes für quantitative Zwecke nur die zuverlässigeren unteren Kurven benutzt.

Aus Fig. 7 folgt weiter:

3. $\operatorname{tg}\alpha$ und damit die relative Änderung der Wellenlänge ist bei gleicher Wellenlänge λ und gleicher Stromstärke I_g um so größer, je größer die Kapazität C, je kleiner die Selbstinduktion L ist,
4. $\operatorname{tg}\alpha$ ist bei gleicher Kapazität C und gleicher Stromstärke I_g um so größer, je kleiner die Wellenlänge λ_0, d. h. je kleiner L ist.

§ 8.

Diskussion der Resultate.

Diese Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit den Betrachtungen in § 5:

Zu 1: Mit steigender Spannung e_m, d. h. größerer Bogenlänge l, wächst die Zündspannung e_z (Fig. 3) und damit nach der Formel

$$T_1 = (e_z - e_a)\frac{C}{I_g}$$

die Ladezeit T_1.

Zu 2: Vergrößerung der Stromstärke wirkt im Sinne einer Verkleinerung von T_1.

Zu 3 und 4: Vergrößerung der Kapazität C wirkt im Sinne einer Vergrößerung von T_1.

Nach Barkhausen war:

$$T_2 = 2\sqrt{CL}\left(\pi - \arccos\frac{I_g}{I_{c\,\max}}\right).$$

Sieht man von dem zweiten Glied in der Klammer: $\arccos\frac{I_g}{I_{c\,\max}}$ ab — übrigens ist, wie später gezeigt wird, $\frac{I_g}{I_{c\,\mathrm{eff}}}$ annähernd konstant — so entspräche also der Ausdruck $2\pi\sqrt{CL}$ während der Brennzeit der

Thomsonschen Formel. Das ist jedoch, worauf schon oben (§ 5) hingewiesen, nicht richtig. Während der Brennzeit T_2 des Bogens ist die Periodenzeit nicht nur von C und L abhängig, sondern auch bestimmt durch die E.M.K. im Bogen; dieser Einfluß ist um so größer, je kleiner die Selbstinduktion L ist.

Um einen Begriff von der praktisch in Frage kommenden Änderung von λ zu geben, seien nachstehend einige extreme Fälle zusammengestellt.

Ändert sich die Spannung e_m um 10 Volt — eine Schwankung, wie man sie beim Lichtbogen beobachten kann — so ändert sich nach Fig. 7 die Wellenlänge um:

$\Delta\lambda$	bei	λ_0	C	I_g
m		m	MF	Amp.
1	bei	1915	$0{,}76 \cdot 10^{-3}$	3,7
15	bei	300	$1{,}94 \cdot 10^{-3}$	1,3

in Prozenten also im ersten Falle um 0,052 %, im zweiten Falle um 5 %.

§ 9.

Einfluß der Dämpfung im Primärkreis.

Um noch den Einfluß der Dämpfung im Schwingungskreis festzustellen, wurde in den Schwingungskreis ein Widerstand

$$r = 3{,}3\ \Omega$$

eingeschaltet, wobei darauf geachtet wurde, daß die Selbstinduktion sich dadurch nicht merklich änderte. Die Erhöhung des Dekrements betrug:

$$\begin{aligned} \Delta\mathfrak{d} &= \pi \cdot r \sqrt{\frac{C}{L}} \\ &= \pi \cdot 3{,}3 \sqrt{\frac{5{,}85 \cdot 10^{-9}}{30000 \cdot 10^{-9}}} \\ &= 0{,}14. \end{aligned}$$

Es wurde dann wieder in der in § 6 beschriebenen Weise die Wellenlänge als Funktion der Bogenspannung e_m für zwei verschiedene Stromstärken I_g

$$I_g = 1{,}3 \text{ Amp.}$$
$$I_g = 2{,}7 \quad ,,$$

einmal ohne und dann mit eingeschaltetem Widerstand r gemessen. In Fig. 8 (Tabelle 11) sind die Ergebnisse aufgetragen. Bei einge-

Tabelle 11 (Fig. 8).

Einfluß der Dämpfung im Primärkreis auf die Wellenlänge.
Lampe der Reichsanstalt.

$$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 800 \text{ m}$$
$$C_1 = 5{,}85 \,.\, 10^{-3} \text{ MF} \qquad L = 30800 \text{ cm}$$

Nr.	l mm	I_g Amp.	I_c Amp.	e_m Volt	λ_m m
		Ohne Widerstand ×			
1	0,3	1,3	1,2	34	835
2	0,6	1,3	1,2	48	892
3	0,9	1,3	1,2	56	917
4	0,2	2,7	2,2	29	812
5	0,4	2,7	2,25	37	822
6	0,7	2,7	2,3	43	833
7	1,0	2,7	2,4	52	850
8	1,3	2,7	2,4	56	862
9	1,3	2,7	2,4	60	871
10	1,6	2,7	2,4	71	897
11	1,9	2,7	2,4	86	916
		Mit Widerstand $W = 3{,}3\,\Omega$ ∘ Zusatzdekrement $\Delta\mathfrak{d} = 0{,}14$			
1	0,3	1,3	1,20	44	858
2	0,6	1,3	1,20	53	892
3	0,75	1,3	1,20	56	900
4	0,75	1,3	1,20	62	917
5	0,9	2,7	2,2	54	841
6	1,2	2,7	2,3	62	859
7	1,5	2,7	2,4	68	875
8	1,8	2,7	2,4	79	895
9	2,2	2,7	2,4	93	917

schaltetem Widerstand wird danach für gleiches I_g und gleiches e_m die Wellenlänge kleiner; der Einfluß des Widerstandes auf die Wellenlänge ist also bei den Lichtbogenschwingungen zweiter Art umgekehrt wie bei den Kondensatorschwingungen mit Funkenstrecke. Die Neigung $\operatorname{tg}\alpha$ der Geraden $\lambda = f(e_m)$ wird durch die Erhöhung des Dekrements nicht beeinflußt.

Die Abnahme von λ kann man sich in folgender Weise erklären: Wie in § 5 beschrieben, liegt im Augenblick des Auslöschens am Bogen die Spannung der Kapazität e_a (vgl. Fig. 2 und 3). Diese wird durch die Dämpfung verkleinert etwa auf e'_a und daher die Zündspannung e_z früher erreicht (Fig. 9), da der Anstieg der Ladespannung bei derselben Kapazität C und Stromstärke I_g gleich ist; die Ladezeit T_1 wird also kleiner, etwa T'_1. Es ist dies in Übereinstimmung mit den

von **Barkhausen**[1]) aufgenommenen Spannungscharakteristiken (vgl. Fig. 3).

§ 10.

Prüfung der Formel von Nasmyth.

Die von Nasmyth aufgestellte Formel (vgl. § 4) lautet:

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{d^2 l^2}{4 L^2 I_b{}^2}}$$

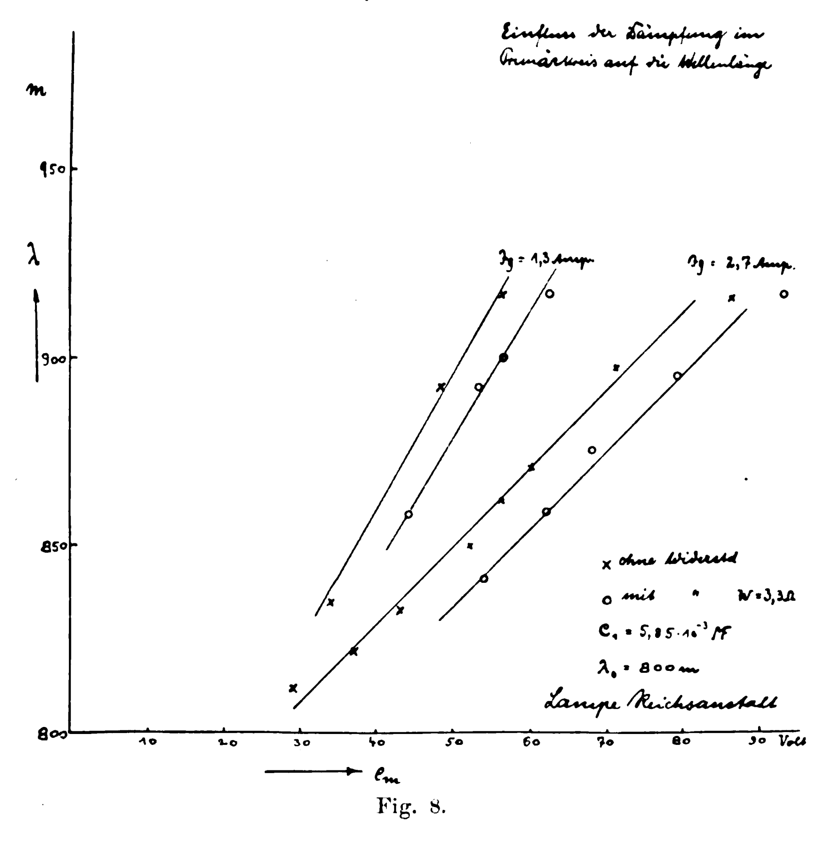


Fig. 8.

d = Konstante, abhängig von den Eigenschaften des Bogens.

Nasmyth prüft seine Formel graphisch, indem er n^2 als Funktion von

1) **Barkhausen**, Jahrb. l. c.

$$\left(\frac{l}{I_b}\right)^2$$

aufträgt:

$$n^2 = \frac{1}{4\pi^2 C L} - \frac{d^2}{16\pi^2 L^2}\left(\frac{l}{I_b}\right)^2.$$

C. p. muß

$$n^2 = f\left(\frac{l}{I_b}\right)^2$$

oder bei gleichem I_b

$$n^2 = f(l)^2$$

eine Gerade sein.

Tabelle 12 gibt zwei von mir aufgenommene Versuchsreihen,

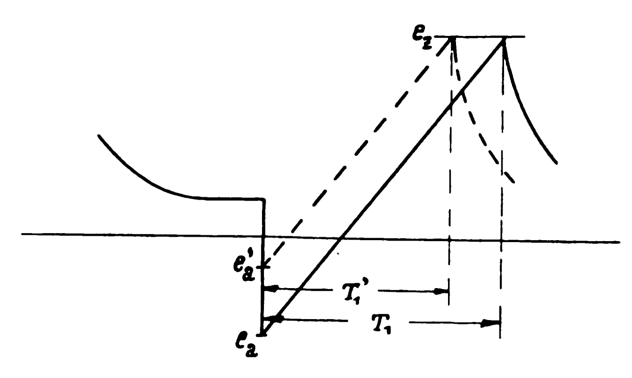


Fig. 9.

welche bei gleichem Bogenstrom I_b aufgenommen wurden; die Selbstinduktionen

$$L_1 = 176\,500 \text{ cm und}$$
$$L_2 = 237\,000 \text{ cm}$$

sind von derselben Größenordnung, die Kapazitäten:

$$C_1 = 5{,}85 \cdot 10^{-3}\,\text{MF und}$$
$$C_2 = 0{,}76 \cdot 10^{-3}\,\text{MF}$$

sehr verschieden.

Tabelle 12 (Fig. 10).

Prüfung der Formel von Nasmyth. Lampe der Reichsanstalt.

$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 1915$ m
$C_1 = 5{,}85 \,.\, 10^{-3}$ MF
$L_1 = 176500$ cm

Nr.	l mm	I_g Amp.	n^2
1	0,3	2,7	$2{,}425 \,.\, 10^{10}$
2	1,2	2,7	$2{,}392 \,.\, 10^{10}$
3	2,1	2,7	$2{,}3725 \,.\, 10^{10}$
4	2,7	2,7	$2{,}3425 \,.\, 10^{10}$
5	3,6	2,7	$2{,}316 \,.\, 10^{10}$
6	3,9	2,7	$2{,}271 \,.\, 10^{10}$

$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 800$ m
$C_1 = 0{,}76 \,.\, 10^{-3}$ MF
$L_1 = 237000$ cm

Nr.	l mm	I_g Amp.	n^2
1	1,15	2,7	$13{,}684 \,.\, 10^{10}$
2	1,2	2,7	$13{,}658 \,.\, 10^{10}$
3	1,35	2,7	$13{,}628 \,.\, 10^{10}$
4	1,5	2,7	$13{,}618 \,.\, 10^{10}$
5	1,8	2,7	$13{,}571 \,.\, 10^{10}$

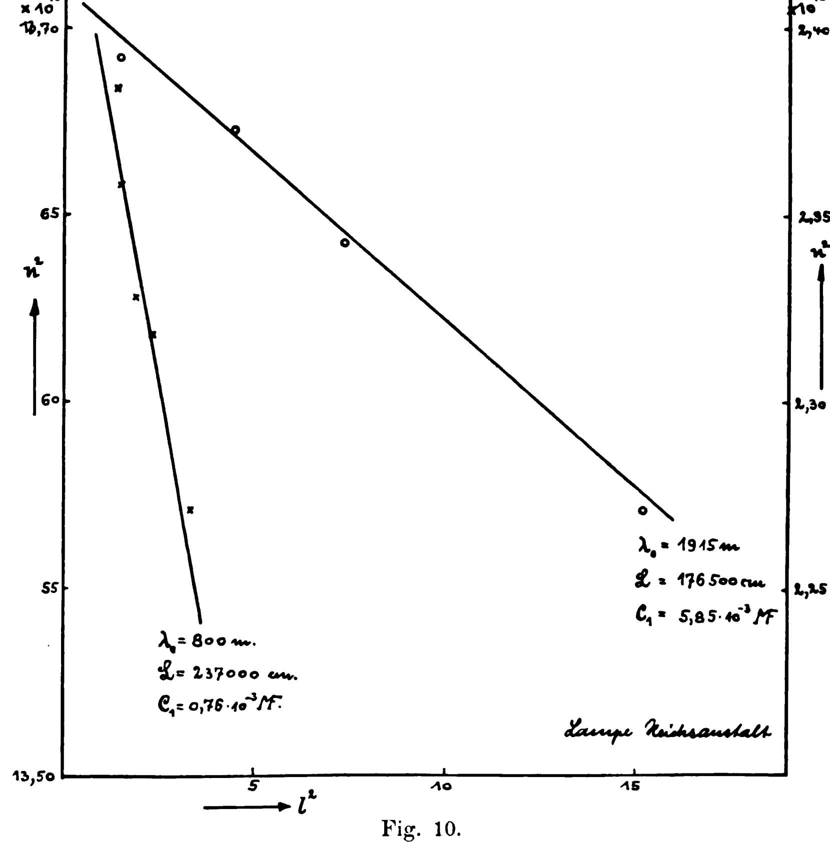


Fig. 10.

In Fig. 10 ist

$$n^2 = f(l)^2$$

für beide Fälle in gleichem Maßstab aufgetragen.

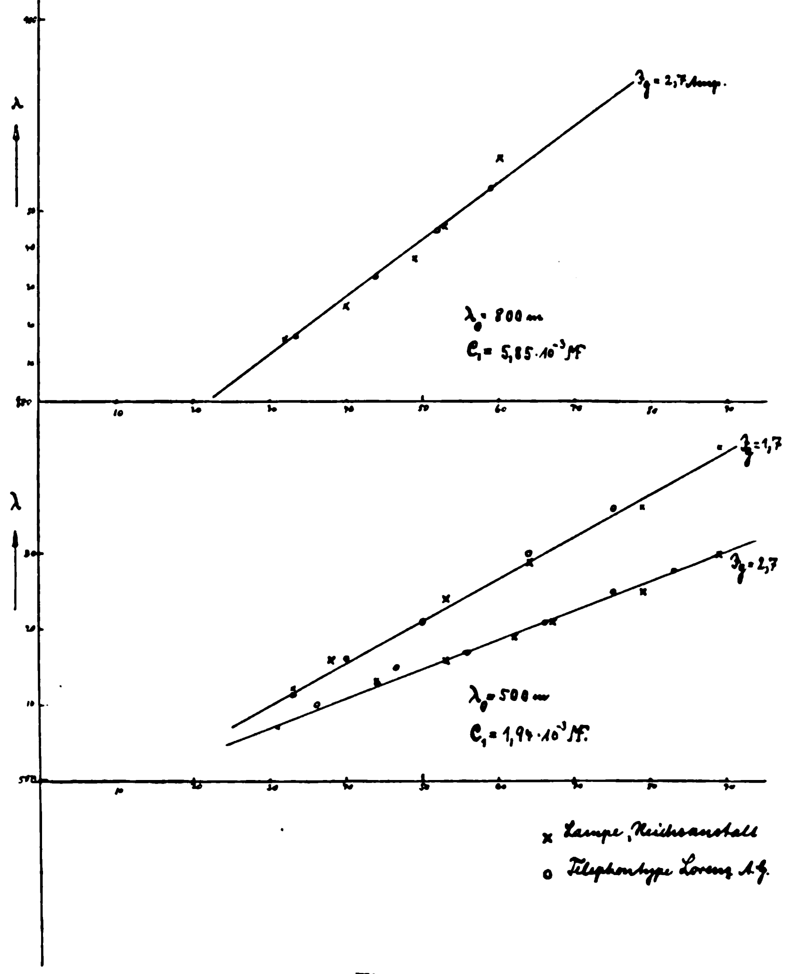


Fig. 11.

Die Beziehung ist also angenähert geradlinig und insofern mit Nasmyth in Übereinstimmung. Jedoch sollte die Neigung der Geraden gegen die l-Achse nach der Formel um so kleiner sein, je größer L ist. Die Fig. 10 zeigt eine starke Abweichung in entgegengesetztem

Sinne von der Forderung der Formel. Diese Abweichung läßt sich natürlich durch eine Änderung der Konstanten d erklären, wie es Nasmyth bei den Abweichungen seiner Messungen versucht. Praktisch ist durch die Formel von Nasmyth nichts gewonnen.

§ 11.

Untersuchung der Lampen der Praxis.

Die oben gefundenen Resultate gelten vorläufig nur für die Lampe der Reichsanstalt, also Anode aus Kupfer, Kathode aus Kohle, Bogenatmosphäre Wasserstoff.

Im folgenden soll untersucht werden, wie weit sich die gefundenen Ergebnisse auch auf andere Lampen übertragen lassen.

1. Die Telephontype der Lorenz-Aktiengesellschaft.

Fig. 11 (Tab. 13) zeigt für verschiedene Wellenlängen λ_0, Kapazitäten C und Stromstärken I_g die Messungen an der Lampe der

Tabelle 13 (Fig. 11).

Vergleich der Lampe Reichsanstalt und der Telephontype Lorenz-A.-G.

$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 500$ m $\qquad C_1 = 1{,}94 \cdot 10^{-3}$ MF

Nr.	l mm	I_g Amp.	I_c Amp.	e_m Volt	λ_m m
		Lampe Reichsanstalt			
1	0,3	2,7	2,15	31	507
2	0,6	2,7	2,2	44	513
3	0,9	2,7	2,2	53	516
4	1,2	2,7	2,2	62	519
5	1,5	2,7	2,2	67	521
6	1,8	2,7	2,2	79	525
7	2,1	2,7	2,2	89	530
8	0,2	1,7	1,4	33	512
9	0,3	1,7	1,4	38	516
10	0,6	1,7	1,4	53	524
11	0,9	1,7	1,45	64	529
12	1,2	1,7	1,45	79	536
13	1,5	1,7	1,45	89	544
		Telephontype Lorenz-A.-G.			
14	—	2,7	2,2	36	510
15	—	2,7	2,2	46,5	515
16	—	2,7	2,2	56	517
17	—	2,7	2,2	66	521
18	—	2,7	2,2	75	525
19	—	2,7	2,2	83	528

Telephontype Lorenz-A.-G.					
20	—	1,7	1,4	33	511
21	—	1,7	1,4	40	516
22	—	1,7	1,45	51	521
23	—	1,7	1,45	64	530
24	—	1,7	1,45	75	536

$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 800$ m $\qquad C_1 = 5{,}85 \cdot 10^{-3}$ MF

Lampe Reichsanstalt					
1	0,2	2,7	2,2	32	816
2	0,3	2,7	2,2	40	825
3	0,45	2,7	2,2	49	838
4	0,9	2,7	2,2	53	846
5	1,2	2,7	2,2	60	864
Telephontype Lorenz-A.-G.					
6	—	2,7	2,2	34	817
7	—	2,7	2,2	44	833
8	—	2,7	2,2	52	845
9	—	2,7	2,2	59	856

Reichsanstalt (×) und der sogenannten Telephontype der Lorenz-Aktiengesellschaft (0)[1]), Anode aus Kupfer, Kathode aus Kohle, Bogenatmosphäre: durch die Bogenwärme verdampfter Spiritus. Beide Lampen zeigen in ihrem Verhalten gute Übereinstimmung.

2. Die Serienlampe der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.

In Fig. 12 (Tab. 14) sind ebenfalls für verschiedene Wellenlängen λ_0, Kapazitäten C und Stromstärken I_g die Messungsergebnisse einer Lampe der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie[2]) aufgetragen;

Tabelle 14 (Fig. 12).

Vergleich der Lampe Reichsanstalt und der Lampe Telefunken.

$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 500$ m $\qquad C_1 = 5{,}85 \cdot 10^{-3}$ MF

Nr.	l mm	I_g Amp.	I_c Amp.	e_m Volt	λ_m m
1	—	2,7	2,5	84	581
2	—	2,7	2,3	92	590
3	—	2,7	1,9	102	603
4	—	2,7	1,8	108	606
5	—	1,7	1,4	64	568
6	—	1,7	1,5	79	596
7	—	1,7	1,6	92	606
8	—	1,7	1,4	99	621

1) Beschreibung s. Zenneck, Leitf. d. drahtl. Telegraphie, Stuttgart 1909, S. 192.

2) Beschreibung s. Zenneck, l. c. S. 194.

		$C_1 = 1{,}94 . 10^{-3}$ MF			
1	—	2,7	2,1	79	531
2	—	2,7	2,0	88	534
3	—	2,7	1,8	99	537
4	—	2,7	1,6	108	543
$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 800$ m			$C_1 = 5{,}85 . 10^{-3}$ MF		
1	—	2,7	2,2	75	854
2	—	2,7	2,2	81	865
3	—	2,7	2,1	90	880
4	—	2,7	2	94	885
5	—	2,7	1,9	104	895
6	—	2,7	1,75	115	904
7	—	2,7	1,7	123	918

von den sechs Lampenelementen wurden bei den Messungen nur vier hintereinander geschaltet.

Man sieht auch hier dieselbe Abhängigkeit der Neigung der Geraden von der Stromstärke I_g, der Kapazität C und der Wellenlänge λ_0. Die Neigung tgα der Geraden ist unter sonst gleichen Umständen etwas kleiner als bei den einbogigen Lampen.

3. Lampe mit Quermagnetfeld der Lorenz-Aktiengesellschaft.

Es wurde versucht, dieselben Messungen auch an einer Lampe mit Quermagnetfeld[1]) auszuführen, wie sie von der Lorenz-Aktiengesellschaft gebaut wird. Bei diesen Lampen, die vor allem mit Rücksicht auf möglichst große Leistungen konstruiert sind, treten indes größere Schwankungen auf, so daß sich keine regelmäßigen Versuche bei verschiedenen Bogenlängen wie bei den übrigen Lampen ausführen ließen.

Es kann mithin zweifelhaft erscheinen, ob auch für die Lampen mit Quermagnetfeld die oben gefundenen Beziehungen zwischen Bogenspannung, Kapazität, Stromstärke und Wellenlänge gelten. Qualitativ wird das durch folgende Versuche bewiesen.

§ 12.

Besondere Untersuchung einer Lampe mit Quermagnetfeld.

Der Kathodenstrahl einer Braunschen Röhre *BR* (Fig. 13) wurde durch ein Spulenpaar *Sp* horizontal, durch ein Plattenpaar *P* vertikal abgelenkt. Die Platten *P* waren mit den Belegungen des lose mit dem Lampenkreis *I* gekoppelten Meßkreiskondensators *II* verbunden. Die Ablenkung des Kathodenstrahles ist proportional dem elektrischen Feld, d. h. der Spannung *V* an dem Kondensator des Meßkreises *II*.

1) Beschreibung s. Zenneck, l. c. S. 189.

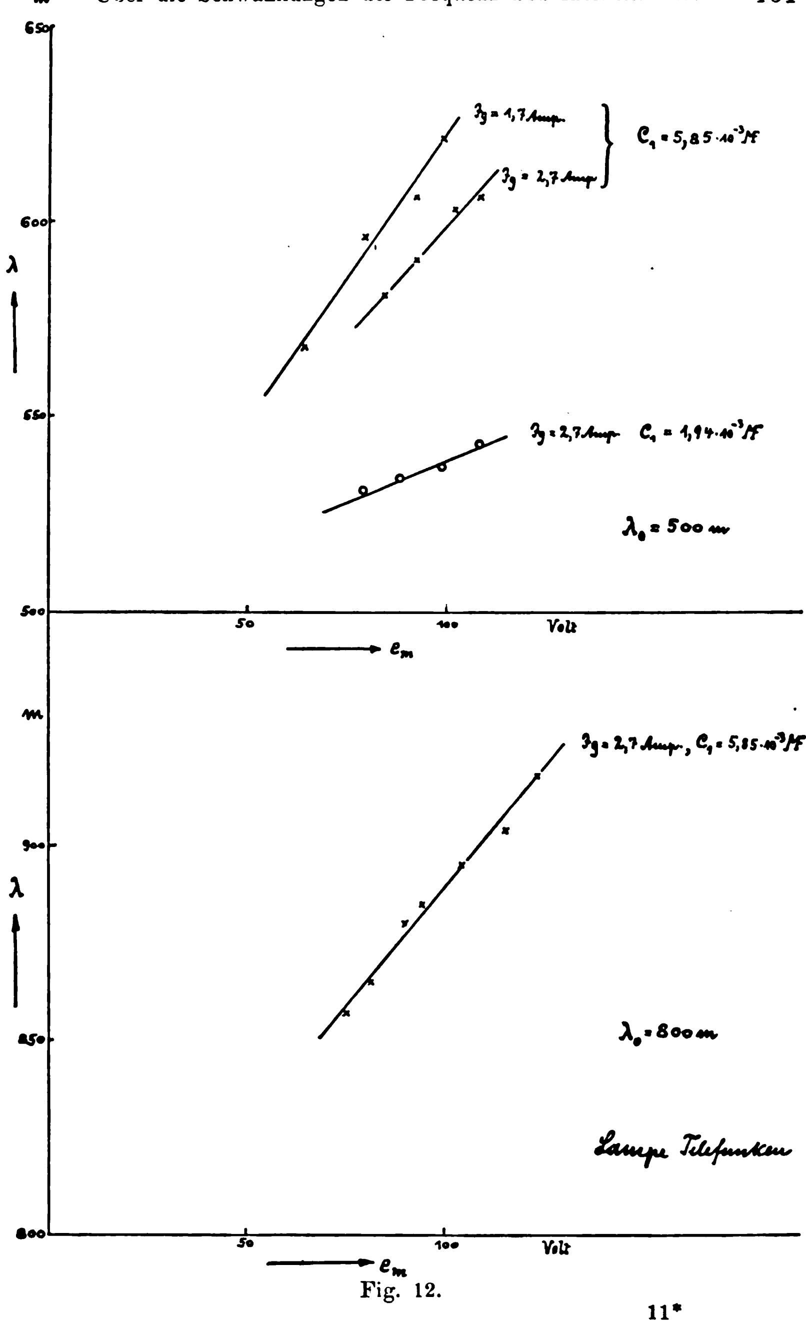

m
650
600
550
500
λ
$\mathfrak{J}_g$ = 1,7 Amp.
$\mathfrak{J}_g$ = 2,7 Amp.
C_1 = 5,85 · 10⁻³ μF
$\mathfrak{J}_g$ = 2,7 Amp. C_1 = 1,94 · 10⁻³ μF
λ_0 = 500 m
50
100
Volt
e_m
m
900
850
800
$\mathfrak{J}_g$ = 2,7 Amp., C_1 = 5,85 · 10⁻³ μF
λ_0 = 800 m
Lampe Telefunken

Fig. 12.

Treten in Kreis *I* Schwingungen auf, so sieht man auf dem Schirm der Braunschen Röhre eine helle vertikale Linie, deren Länge außer von konstanten Faktoren (Koppelung, Dämpfung) von der Verstimmung des Kreises *II* gegen *I* abhängt und bekanntlich bei Resonanz am größten ist. Schaltet man nun die Spulen *Sp* an die Elektroden des Bogens, so fließt durch sie ein Strom entsprechend der Bogenspannung e_m (vgl. § 6), die Spannungsschwankungen der Hochfrequenz werden durch die große Selbstinduktion der Spulen abgedrosselt. Wären die Schwankungen der Spannung e_m ohne Einfluß auf die Schwingungen im Kreise *I*, so müßte man auf dem Schirm ein helles Rechteck erwarten,

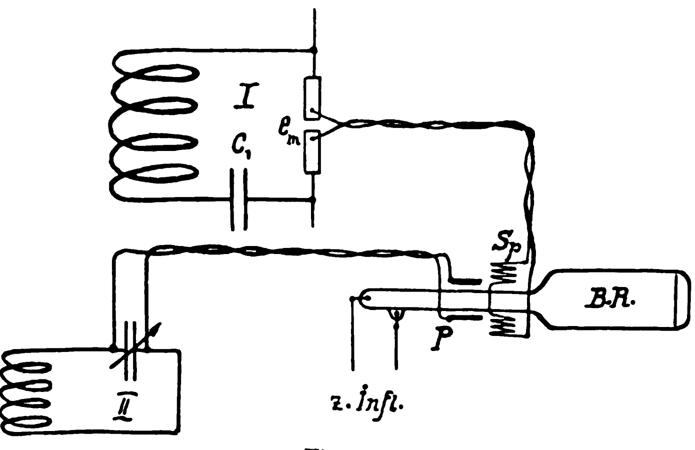


Fig. 13.

indem bei gleichbleibender Länge die helle vertikale Linie durch die Spulen *Sp* horizontal hin und her bewegt wird. Wenn hingegen die Schwingungszahl sich mit der Spannung e_m ändert, so tritt eine mehr oder weniger große Verstimmung zwischen Primär- und Sekundärkreis ein, so daß der vertikale Ausschlag in Richtung der Platten kleiner wird. Es werden also je nach der Größe der Verstimmung und der Dämpfung des Sekundärkreises *II* kleinere oder größere Teile der Resonanzkurve beschrieben, wie es die Fig. 14—16 zeigen. Die für die Beurteilung der Figuren in Betracht kommenden Daten sind folgende:

Fig.	I_g Amp.	C_1 MF	L_1 cm	$\mathfrak{d}_2$
14	5	$2{,}01 \cdot 10^{-3}$	218000	0,01
15	5	$2{,}01 \cdot 10^{-3}$	218000	0,06
16	5	$0{,}53 \cdot 10^{-3}$	830000	0,01

Die Fig. 14—16 sind symmetrisch zur Horizontalachse, weil die Spannung V am Kondensator des Meßkreises und damit das Feld zwischen den Platten P positive und negative Werte hat. Fig. 14 zeigt die ganze Resonanzkurve. Die Fig. 15 u. 16 zeigen einen kleineren Teil der Resonanzkurve, Fig. 15 weil wegen der größeren Dämpfung im Sekundärkreis die Resonanzkurve breiter ist, Fig. 16 wegen der geringeren Verstimmung $\Delta\lambda$, die für denselben Spannungsbereich bei kleineren Kapazitäten nach dem Ergebnis des § 7 kleiner ist. Durch Veränderung der Kapazität im Sekundärkreis kann man einen beliebigen Teil der Resonanzkurve in dieser Weise aufnehmen.

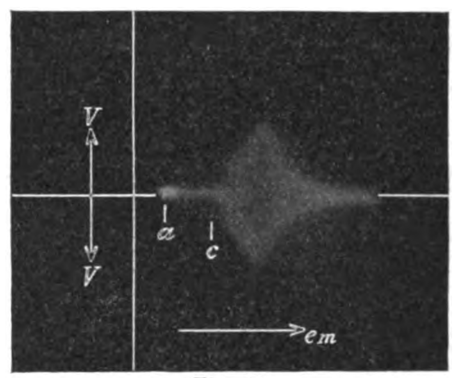


Fig. 14.

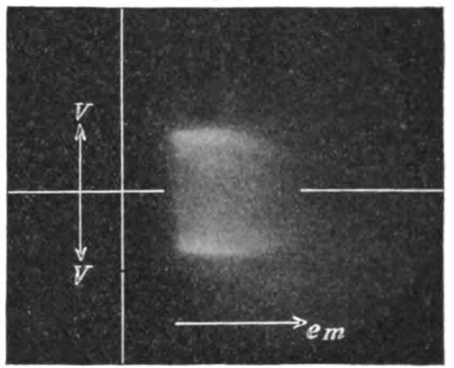


Fig. 15.

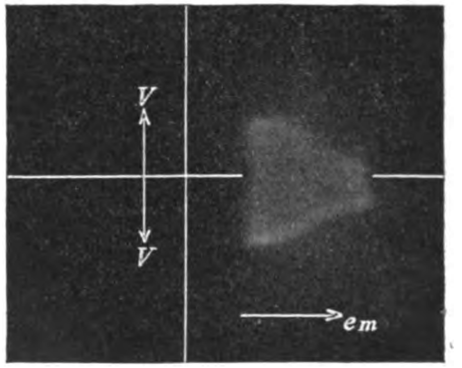


Fig. 16.

Die Resonanzkurve (Fig. 14) ist nach rechts und links ungleich. Wie schon oben in § 6 erwähnt, ist für das Entstehen von Schwingungen eine bestimmte Stromstärke I_g und Bogenlänge l erforderlich. Aus dieser Tatsache erklärt sich der linke Teil der Fig. 14. Nachdem der Bogen durch das Magnetfeld aus dem Zwischenraum der Elektroden herausgetrieben ist, zündet er natürlich wieder an der günstigsten Stelle. Die hier vorhandene geringere Spannung e_m (a in Fig. 14) genügt offenbar nicht für das Entstehen von Schwingungen, bis bei einem be-

stimmten Wert (c) der Bogenlänge l oder Bogenspannung e_m die Schwingungen einsetzen, die Kurve (Fig. 14) wird plötzlich breiter. Die Fig. 15 u. 16 zeigen dies nicht, der Bogen war so eingestellt, daß die kleinste mögliche Spannung e_m für das Einsetzen von Schwingungen genügte.

Da die Spannung am Bogen e_m dauernd ihren Wert ändert (vgl. später die oszillographische Aufnahme der Spannung e_m Fig. 24) und die Expositionsdauer der Aufnahmen ca. 3 Minuten dauerte, so beweisen die Figuren gleichzeitig durch ihre für Aufnahmen mit der Braunschen Röhre scharf zu nennende Umrandung die große Gesetzmäßigkeit zwischen der Wellenlänge λ und der Spannung e_m.

§ 13.

Untersuchungsmethode bei starken Schwankungen der Periode.

Es hieß in § 6, daß „die Wellenlänge durch Resonanzeinstellung im Sekundärkreis bestimmt wurde". Da die Spannung am Bogen e_m fortwährend schwankt (vgl. später die oszillographische Aufnahme der Spannung e_m Fig. 20), so sind unter ungünstigen Umständen, also bei großer primärer Kapazität C, kleiner Selbstinduktion L und kleiner Stromstärke I_g im Primärkreis die den Spannungsschwankungen entsprechenden Änderungen der Wellenlänge (vgl. Fig. 14) so groß, daß im Sekundärkreis schon der größere Teil der Resonanzkurve durchlaufen wird. Es ist deshalb schwierig, zusammengehörige Werte der Spannung e_m und der Wellenlänge zu erhalten, einmal weil gleichzeitig zwei schwankende Werte abzulesen sind und dann, weil die für die Messung von Wellenlängen gebräuchlichen Instrumente (Spiegelgalvanometer, Hitzdraht) wegen ihrer Trägheit den Schwankungen nicht folgen können. Es wurde deshalb die Anordnung der Fig. 17 für diese Messungen aufgebaut, durch die gleichzeitige Ablesung der Spannungen und der zugehörigen Wellenlänge λ ermöglicht ist. Das Thermoelement des Sekundärkreises wurde verbunden mit einem Fadengalvanometer F. Die Strahlen der Lichtquelle L (Nernstfaden) werden durch eine Linse A auf das Fadengalvanometer F (Eigenschwingung ca. $^1/_{150}$ Sek.) konzentriert. V ist ein mit dem Lichtbogen verbundenes aperiodisches Voltmeter von möglichst kurzer Schwingungsdauer, auf dessen Zeiger der Spiegel S befestigt ist. Durch die Mitte des Spiegels ist ein schwarzer vertikaler Strich gezogen. Auf dem durchscheinenden mit einer Skala versehenen Schirm G erscheint der Spiegel als weiße

Scheibe mit einem dunklen vertikalen Mittelstrich e (Fig. 17b). Durch die Linse B wird außerdem über den Spiegel S ein objektives Bild des Galvanometerfadens auf den Schirm G geworfen, das auf der hellen Scheibe als horizontaler, schwarzer Strich f (Fig. 17b) erscheint.

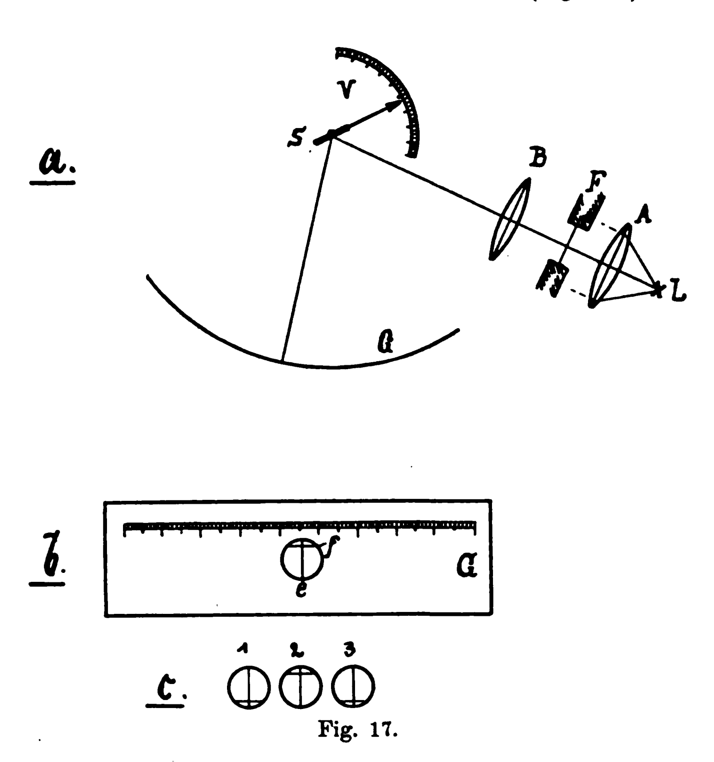


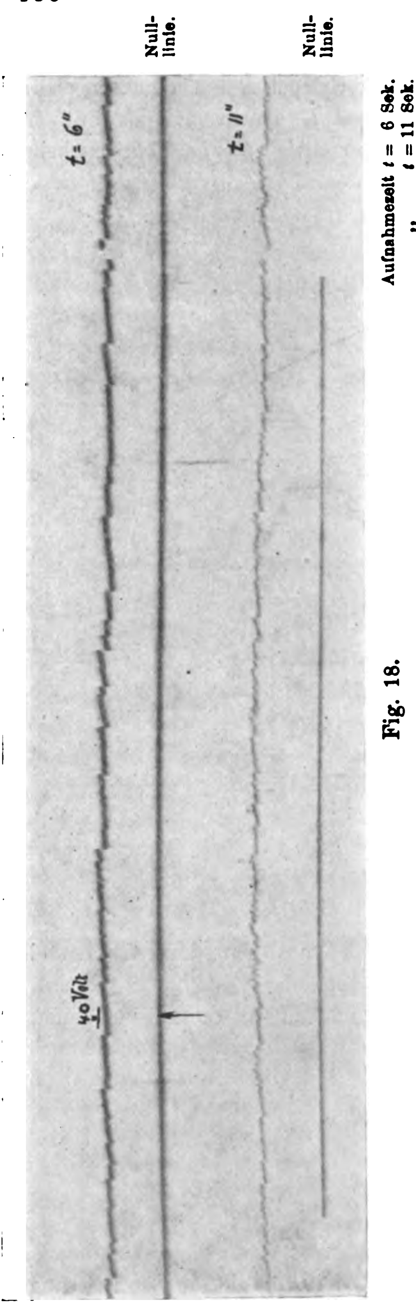
Fig. 17.

Bei der Messung stellt man die Kapazität des Sekundärkreises so ein, daß der Resonanzausschlag etwa in der Mitte der Spannungsschwankung liegt. Die Voltmeterstellung bei maximalem Ausschlag des Fadens (Fig. 17c, 2) gibt dann die Spannung an, welche zu der im Sekundärkreis eingestellten Wellenlänge gehört. Auf diese Weise wurden die Zahlen der Tabellen 2—15 gewonnen.

§ 14.

Die mittlere Spannung am Bogen e_m.

Aus dem vorhergehenden geht hervor, daß die Spannung am Bogen e_m bei gegebener Kapazität C, Selbstinduktion L, Leistungs-



Aufnahmezeit t = 6 Sek.
" t = 11 Sek.

Fig. 18.

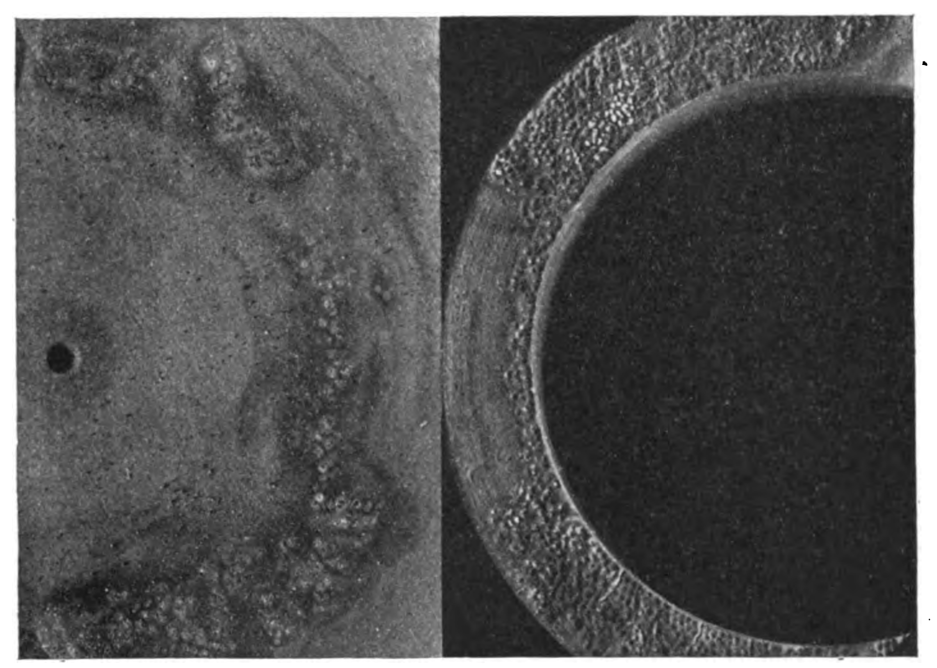
widerstand r und Stromstärke I_g die Größe der Wellenlänge λ bestimmt. Man hat also in der Art und Weise, wie sich die Spannung e_m ändert und in den Grenzen, zwischen denen die Spannung schwankt, auch ein Mittel, um Art und Größe der Periodenschwankung zu bestimmen.

Der zeitliche Verlauf der Spannung wurde mit dem Oszillographen untersucht. Fig. 18 zeigt den typischen Verlauf derartiger oszillographischer Aufnahmen. Man sieht Unregelmäßigkeiten, die darin bestehen, daß die Spannung e_m, wie besonders bei der Aufnahme $t = 6''$ deutlich zu erkennen ist, von links nach rechts langsam ansteigt und dann plötzlich wieder fällt. Diesen Verlauf kann man sich in folgender Weise erklären:

Der Bogen frißt sich in die Elektrode ein und vergrößert dadurch die Bogenlänge, die Spannung e_m steigt allmählich, bis der Bogen an einer benachbarten Stelle günstigere Übergangsbedingungen findet, die Spannung fällt dann sprungweise. Den Vorgang veranschaulicht Fig. 19, welche in 8facher Vergrößerung eine Photographie von der Oberfläche der Kupferplatte und der Kohle zeigt. Der Bogen frißt sich von Punkt zu Punkt und wandert allmählich weiter. (In der Reproduktion sind die Vertiefungen nur auf der Kohlen-

elektrode gut zu erkennen.) Die Anzahl der Vertiefungen ist, wie besonders festgestellt wurde, von der Größenordnung (5—10 pro Sek.) der auf den oszillographischen Aufnahmen sichtbaren Spannungssprünge.

Außer diesen kurzzeitigen, verhältnismäßig kleinen Spannungssprüngen zeigt die Spannungskurve (Fig. 20), die bei langsamerer Drehung der Oszillographentrommel erhalten wurde, auch größere allmähliche Änderungen, entsprechend dem verschiedenen Abstand der Elektroden, den der Bogen auf seiner Wanderung vorfindet.



Kupferelektrode. Fig. 19. Kohlenelektrode.

Um die Änderungen der Spannung e_m besser erkennen zu können, wurde der größere Teil der Spannung e_m nach nebenstehender Schaltung (Fig. 21) kompensiert, so daß auf die Oszillographenschleife O wesentlich nur die Schwankung der Spannung wirkte. Fig. 22 und 23 sind solche Aufnahmen bei schneller Trommelgeschwindigkeit. Sie zeigen auch die typischen treppenförmigen Unregelmäßigkeiten.[1]) Die

[1]) Drehrichtung der Trommel geändert, also: langsames Ansteigen von rechts nach links.

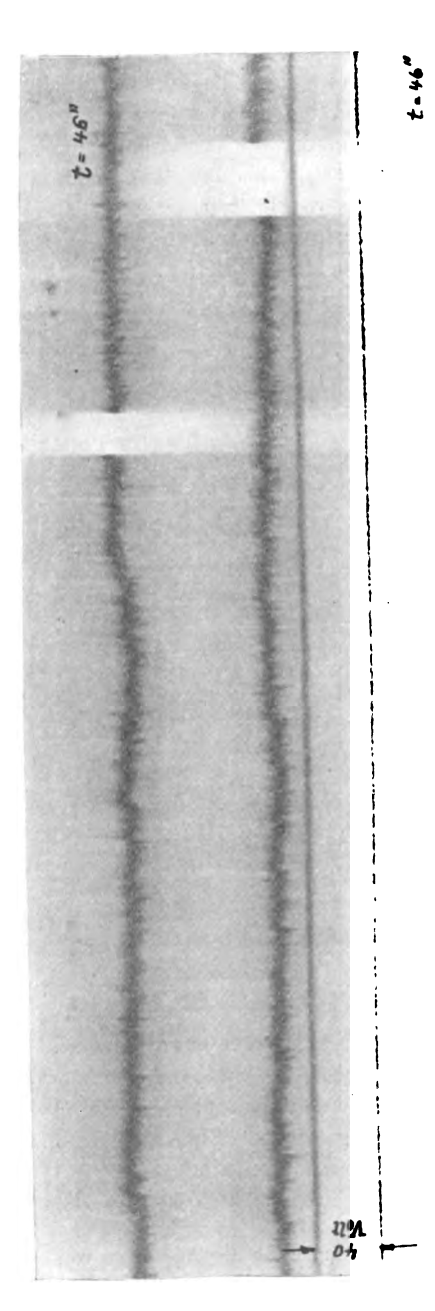


Fig. 20. Aufnahmezeit $t = 46$ Sek.

Größe des Spannungssprunges beträgt etwa 2—4 Volt. Diese Figuren sind durch die Eigenschwingungen der Oszillographenschleife beeinflußt, welche bei den Spannungssprüngen erregt werden. Dies tritt besonders deutlich bei der schnellsten Aufnahmezeit Fig. 23 hervor, wo statt der Oszillographenlinie teilweise breite verwaschene Streifen auftreten, die sich nach jedem Sprung, entsprechend der Dämpfung der Oszillographenschleife allmählich verengen. Der wirkliche Spannungsverlauf wird also etwa durch die Mittellinie der verwaschenen Flächen gegeben sein.

Den starken Einfluß eines Magnetfeldes auf den Verlauf der Bogenspannung e_m zeigt die Aufnahme (Fig. 24) an einer Lampe mit Quermagnetfeld der Lorenz-Aktiengesellschaft. Durch das Querfeld wird der Bogen aus dem Elektrodenzwischenraum herausgetrieben und dabei größeren Längen und Spannungsänderungen unterworfen. Der Unterschied zwischen der größten und kleinsten Spannung auf Fig. 24 beträgt etwa 90 Volt. Die symmetrisch zur Spannungsmittellinie liegenden vertikalen Striche rühren wieder von den Eigenschwingungen des Spiegels her.

Der typische Verlauf der Spannungsschwankungen, so-

wohl mit wie ohne Magnetfeld, konnte auch beobachtet werden bei dem einfachen Lichtbogen ohne parallel geschalteten Schwingungskreis. Ein Einfluß der Kapazität und Selbstinduktion ist also, wie das übrigens auch aus mehreren Aufnahmen hervorging, nicht anzunehmen. C. p. nehmen die Spannungsschwankungen zu mit steigender Bogenlänge, sie nehmen ab mit steigender Stromstärke I_g.

Es lassen sich demnach die Spannungsschwankungen bei dem Bogen ohne Magnetfeld einteilen in:

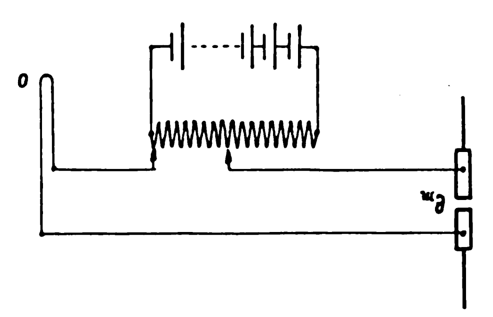


Fig. 21.

1. sprungweise schnelle Änderungen Δe_s (Fig. 25a),
2. langsame Änderungen Δe_l (Fig. 25b).

Durch ein kräftiges Quermagnetfeld werden die Spannungsschwankungen bedeutend vergrößert.

§ 15.

Besondere Untersuchung über das Verhalten der Bogenschwingungen in sehr kurzen Zeiten.

Die Schlüsse, die man aus den obigen Untersuchungsmethoden über das Verhalten der Periode machen kann, sind beeinträchtigt durch die Trägheit der benutzten Instrumente (Thermoelement, Fadengalvanometer, Voltmeter, Oszillographenschleife). Um auch einen Einblick zu bekommen in die Art, wie die einzelnen Wellenzüge aufeinander folgen, wurde eine von Zenneck[1]) angedeutete Methode zur Darstellung periodischer elektrischer Vorgänge mit Hilfe der Braunschen Röhre benutzt; im vorliegenden Falle soll diese Methode weniger der Darstellung, als der Prüfung der Periodenkonstanz dienen.

1) Zenneck, Ann. d. Phys. **69**, 838, 1899.

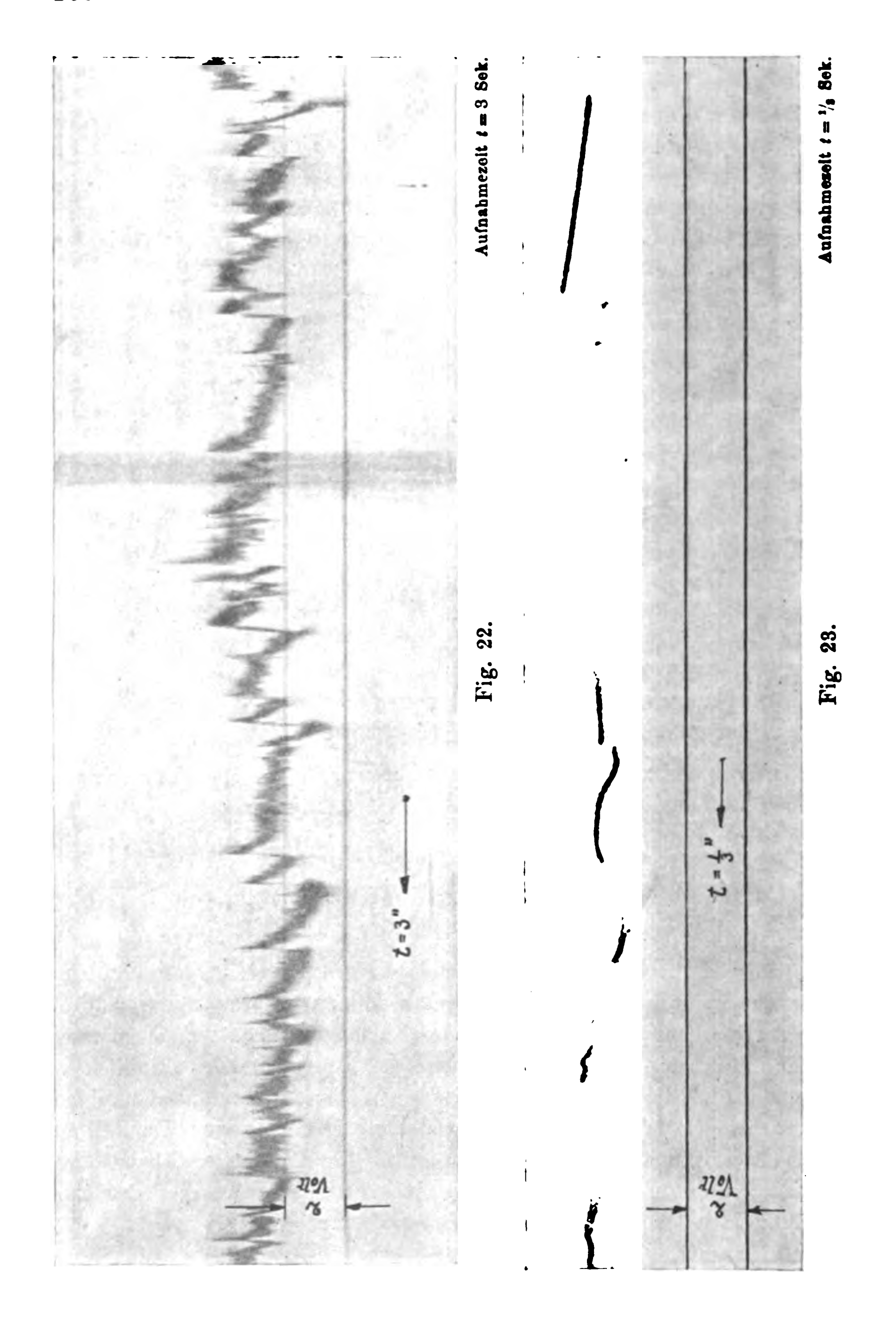


Fig. 22. Aufnahmezeit $t = 3$ Sek.

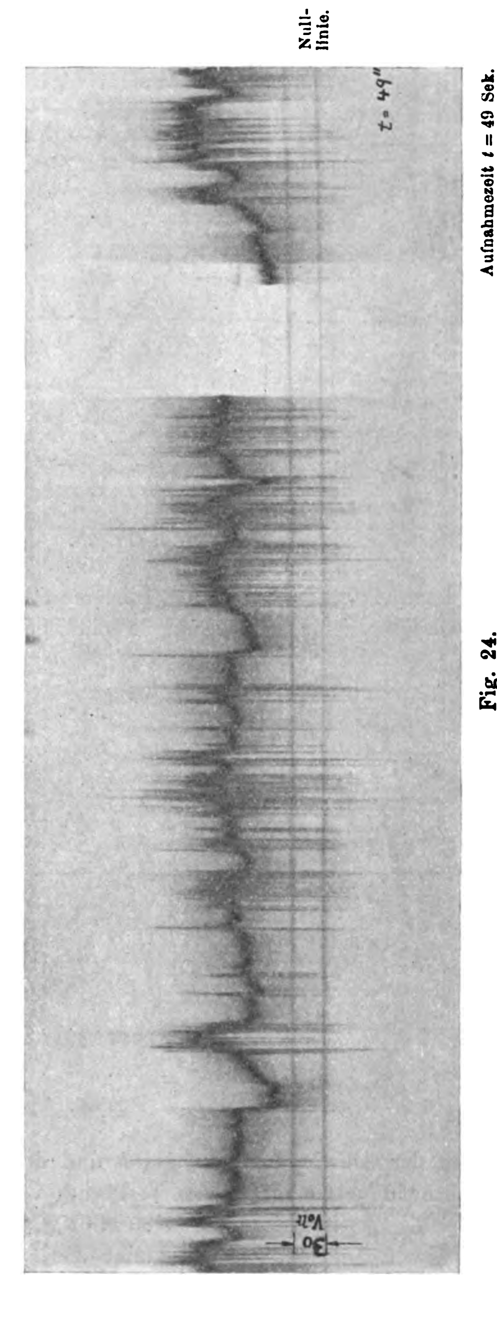
Fig. 23. Aufnahmezeit $t = \frac{1}{3}$ Sek.

Verbindet man die Platten P (Fig. 13) mit den Kondensatorbelegungen des Bogenkreises, so schwingt der Kathodenstrahl um seine Ruhelage, man sieht auf dem Fluoreszenzschirm eine vertikale helle Linie. Gibt man dem Kathodenstrahl neben der Vertikalablenkung v gleichzeitig eine gleichförmige Horizontalgeschwindigkeit h, so beschreibt der Kathodenstrahl den zeitlichen Verlauf der Kondensatorschwingung. Zu diesem Zweck schickt man in das Spulenpaar Sp (Fig. 13) einen verhältnismäßig langsamen Wechselstrom I von möglichst sinusförmiger Kurve. Ist der Stromwert a (Fig. 26), welcher den Kathodenstrahl an den Rand des Fluoreszenzschirmes treibt, genügend klein gegen die Amplitude A, so kann man die Geschwindigkeit h des Kathodenstrahles auf dem Schirm als gleichförmig annehmen.

$h = 2\pi n A'$,

n = Periodenzahl,

A' = Ablenkung des Kathodenstrahles entsprechend der Stromamplitude A.



Aufnahmezeit $t = 49$ Sek.

Fig. 24.

Die stark ausgezogenen Teile 1 (Fig. 26) des Wechselstromes I beschreiben also etwa die ausgezogene Kurve 1 der Fig. 27. Die den Kathoden-

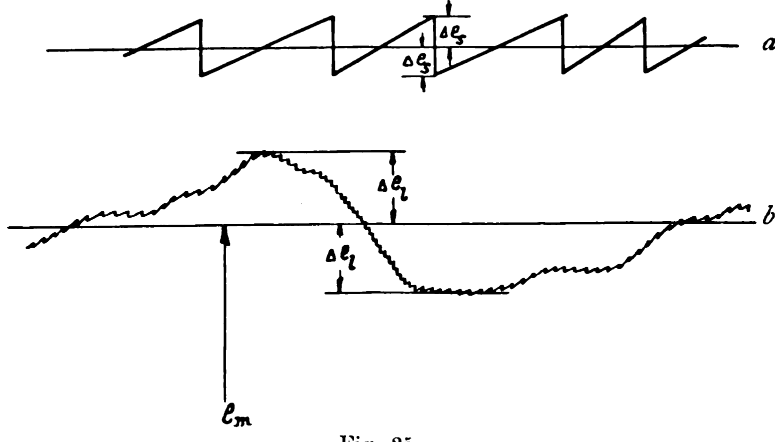


Fig. 25.

strahl zurückbringenden Teile 2 zeichnen etwa die punktierte Kurve; die Lage beider zueinander hängt in einfacher Weise von den Perioden-

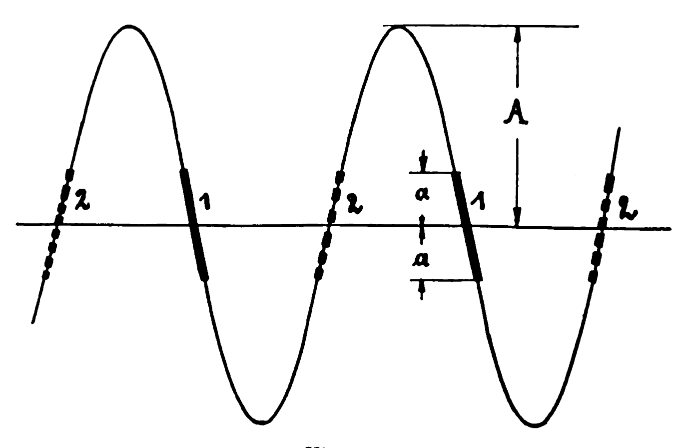


Fig. 26.

zahlen der Schwingungen v und h und den Größen A und a ab. Ist die Schwingung v ein ganzes Vielfaches von h:

$$v = m \cdot h,$$

m eine ganze Zahl,

so überdecken sich alle Teile 1 und alle Teile 2, man sieht zwei stehende Wellen. Ist v nur wenig verschieden von mh, so wandern

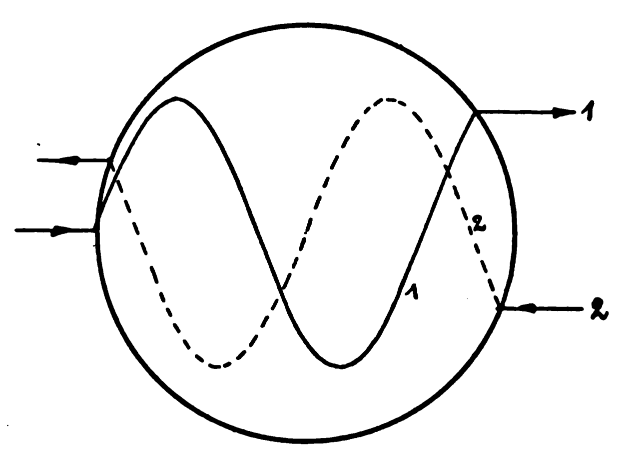


Fig. 27.

die Wellen; bei größerer Verschiedenheit zeigt der Schirm eine gitterartige Zeichnung (Fig. 28), bis bei steigender Differenz nur noch eine

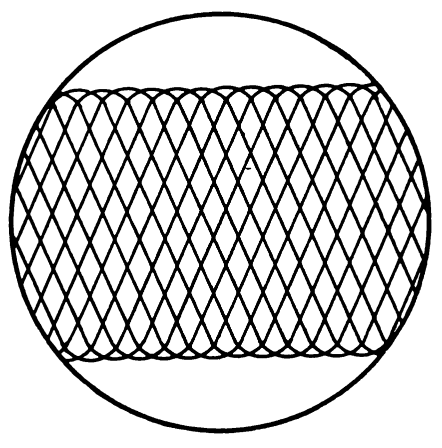


Fig. 28.

helle Fläche sichtbar ist, mit allmählich nach oben und unten zunehmender Helligkeit.

Nach dieser Methode wurden die Lampenschwingungen der Telephon-

type Lorenz - Aktiengesellschaft untersucht, bei $C_1 = 1{,}5 . 10^{-3}$ MF $\lambda_0 = 2000$ m; die Spulen Sp wurden mit einem Wechselstrom von etwa 10 000 Perioden gespeist. Die Wechselstrommaschine für diese Untersuchungen wurde vom Vorsteher des Elektrotechnischen Instituts Herrn Prof. Dr. Roessler frdl. zur Verfügung gestellt.

Man beobachtet nun, wenn man die Schwingungszahl des Lampenkreises mit Hilfe des Kondensators auf ein ganzes Vielfaches der Wechselstromfrequenz einreguliert, ein fortwährendes Wechseln der Figuren auf dem Schirm der Braunschen Röhre. Blitzartig erscheint ein Wellenzug (Fig. 27), bleibt einen Augenblick stehen (schätzungsweise $^1/_{20}$—$^1/_{10}$ Sek.), die Welle beginnt zu wandern, die einzelnen Wellenzüge überdecken sich nicht mehr, man sieht die Gitterfigur 28, deren Maschen immer enger und enger werden, bis nur noch eine helle Fläche sichtbar ist. Diese Erscheinungen wiederholen sich ganz regellos nach kürzeren oder längeren Zwischenräumen; durch Nachstellen des Kondensators kann man sie jederzeit sichtbar machen. Hieraus folgt, „daß die Periode des Lampenkreises um eine Mittellage herumpendelt und daß auch die Mittellage (Nachstellen des Kondensators) sich mit der Zeit verschiebt; auf kurze Zeit ($^1/_{20}$—$^1/_{10}$ Sek.) bleiben die Schwingungen konstant“.

Die Schwankungen könnten auch durch Unregelmäßigkeiten der Wechselstrommaschine verursacht werden, durch Unregelmäßigkeiten

1. in der Polteilung und
2. der Winkelgeschwindigkeit.

Zu 1: Die Maschine (3000 T.p.M.) macht eine Umdrehung in $^1/_{50}$ Sek., also während der Zeit, in der man die Wellen auf dem Schirm stehend sieht ($^1/_{20}$—$^1/_{10}$ Sek.) etwa 2—5 Umdrehungen, während welcher sich alle Wellenzüge überdecken. Die geometrischen Fehler am Umfang können also nur gering sein.

Zu 2: Wegen der großen Tourenzahl der Maschine (3000 p.M.) und wegen ihres großen Trägheitsmomentes (die Auslaufszeit der Maschine mit gekuppeltem Motor betrug nach Abschalten des Motors vom Netz ca. 6 Min.) können die Schwankungen in der Winkelgeschwindigkeit nur gering und langzeitig sein, langzeitig jedenfalls gegen die Periodenänderungen der Lampenschwingungen, so daß die Geschwindigkeit der Maschine während der kurzdauernden Beobachtungszeiten als durchaus gleichförmig angesehen werden kann.

Die zuletzt beschriebenen Versuche mit der Braunschen Röhre wurden vor den oszillographischen Aufnahmen der Spannung e_m

(Fig. 18, 20, 22 und 23) ausgeführt und auch damals schon in der auf S. 164 durch „ “ hervorgehobenen Weise von mir beschrieben. Man sieht, wie genau diese Beobachtungen mit dem aus den oszillographischen Aufnahmen erkennbaren Verlauf der mittleren Spannung e_m übereinstimmen, übereinstimmen vor allem auch in den kurzen Zeiten stehender Wellen und den kurzen Zeiten konstanter Spannung e_m (Fig. 23); auch das allmähliche Übergehen in Fig. 28, deren Gewebe immer dichter wird, findet durch den Anstieg der Spannungskurve seine Erklärung. Das erforderliche Nachstellen des Kondensators entspricht den langsamen Änderungen (vgl. Fig. 25b und 20).

Ergebnis der Untersuchung mit der Braunschen Röhre.

Die einzelnen Perioden folgen mit großer Regelmäßigkeit aufeinander, die Wellenlänge wächst gleichmäßig, entsprechend den Spannungskurven, bis beim Übergang auf eine neue Zündstelle ein Sprung der Spannung (Δe_s, Fig. 18 und 25a) und der Wellenlänge erfolgt. Entsprechend dem Verlauf von Δe_l (Fig. 20 und 25b) finden größere allmähliche Änderungen der Wellenlänge statt.

§ 16.

Ergebnis des Abschnittes *I, A.*

Die theoretische Behandlung der Lichtbogenschwingungen kann nur einen Anhalt für die Erklärung der Meßresultate geben. Quantitativ gelten die Formeln nicht.

Das Experiment zeigt, daß die Wellenlänge wesentlich gegeben ist durch die Kapazität C, Selbstinduktion L, den Leistungswiderstand r, die Stromstärke I_g und die mittlere Bogenspannung e_m. C.p. ist die Beziehung

$$\lambda = f(e_m)$$

sehr angenähert linear; die Neigung der Geraden ist um so stärker, je größer die Kapazität, je kleiner die Selbstinduktion und je kleiner die Stromstärke ist.

Die Schwankung der Spannung e_m bestimmt die Größe und Art der Periodenschwankung.

Danach kann man 3 Arten von Schwankungen der Spannung und damit der Periode unterscheiden:

1. *sprungweise, schnelle Änderungen,*
2. *langsame Änderungen,*
3. *stärkere Schwankungen, bewirkt durch das Quermagnetfeld.*[1])

B. Die Intensität des Kondensatorstromes.

Wie schon in der Einleitung erwähnt, schwankt außer der Periode auch die Intensität der Lichtbogenschwingungen, wodurch der exakten Messung weitere Schwierigkeiten entstehen. Es soll daher im folgenden auch für die Intensität, ebenso wie im vorigen Abschnitt für die Periode, untersucht werden, durch welche Größen die Intensität bestimmt ist, erst theoretisch und dann experimentell.

§ 17.

Theoretische Betrachtung.

Für die Intensität der Lichtbogenschwingungen gilt naturgemäß alles, was über die Schwierigkeit der mathematischen Behandlung bei der Periode gesagt ist; hier wie dort scheitert die mathematische Behandlung einmal daran, daß die Vorgänge im Lichtbogen — sie sind von zu vielen Faktoren abhängig — mathematisch schwer einzukleiden sind und bei den Schwingungen zweiter Art außerdem an der Unstetigkeit in ihrem Verlauf. Einen Anhalt wenigstens gibt eine Formel, welche von M. La Rosa[2]) abgeleitet und auch von Barkhausen[3]) benutzt wird:

$$I_{c\,\max} = \sqrt{I_g^{\,2} + \frac{C e_z^{\,2}}{L}},$$

vgl. Fig. 2.

Die Formel wird übersichtlicher in folgender Schreibweise:

$$\frac{L I^2_{c\,\max}}{2} = \frac{L I_g^{\,2}}{2} + \frac{C e_z^{\,2}}{2}.$$

Diese Gleichung sagt:

Die im Augenblick des Kondensatorstrommaximums in der Selbst-

1) Diese Schwankungen können natürlich auch durch andere Mittel (Gebläse, Rotieren der Elektroden usw.) verursacht werden.

2) M. La Rosa, l. c.

3) Barkhausen, Jahrb. l. c.

induktion L aufgespeicherte Energie $\left(\frac{1}{2} L I^2_{c\,max}\right)$ ist gleich der im Moment der Zündung in der Selbstinduktion enthaltenen Energie $\left(\frac{1}{2} L I_g^2\right)$ vermehrt um die während der Ladezeit T_1 in den Kondensator hineingegebene Energie $\left(\frac{1}{2} C e_z^2\right)$.

Dies gilt nur unter folgenden Annahmen:

1. Der Kondensatorstrom I_c ist im Augenblick der Zündung gleich I_g.
2. Die Dämpfungsverluste im Kondensatorkreise werden vernachlässigt.
3. Die durch die Eigenschaft fallender Charakteristik[1]) in den Kondensatorkreis während der Brennzeit T_2 gelieferte Energie wird vernachlässigt.
4. Die im Kondensator im Augenblick des Strommaximums vorhandene Energie $\frac{C e_b^2}{2}$ wird vernachlässigt.

Zu 1: Zulässig, da sich bei genügend großer Drossel D die Stromstärke I_g nur sehr wenig ändert (vgl. Anmerkung, S. 125).

Zu 2 u. 3: Für den Fehler auf das Resultat von $I_{c\,max}$ infolge der Vernachlässigungen unter 2 u. 3 ist nur die Differenz der Energiebeträge unter 2 u. 3 von Einfluß, da beide Energiebeträge von entgegengesetztem Vorzeichen sind.

Bezüglich des Punktes 4 läßt sich die Formel leicht korrigieren. Unter Berücksichtigung der Bogenspannung e_b — die Bogenspannung e_b im Augenblick des Strommaximums braucht, besonders bei kleinen Bogenlängen und großen Stromstärken, durchaus nicht immer klein gegen die Zündspannung e_z zu sein — lautet die Formel:

$$I_{c\,max} = \sqrt{I_g^2 + \frac{C(e_z^2 - e_b^2)}{L}}.$$

§ 18.

Plan der experimentellen Untersuchung.

Im folgenden Abschnitt soll experimentell untersucht werden, von welchen Faktoren die Intensität des Kondensatorstromes I_c abhängig ist. Es wurden für vier verschiedene „Thomsonwellenlängen“

1) H. Th. Simon, Jahrb. l. c. Für die Schwingungen erster Art ist dies die einzige Energiezufuhr.



$$\lambda_0 = 1915 \text{ m},$$
$$\lambda_0 = 800 \text{ m},$$
$$\lambda_0 = 500 \text{ m},$$
$$\lambda_0 = 300 \text{ m}$$

die Kapazität C, Selbstinduktion L, Stromstärke I_g und Bogenlänge l verändert. Für verschiedene konstant gehaltene Bogenlängen l wurde alsdann die Stromstärke I_g durch den Vorschaltwiderstand W (Fig. 1) vom kleinsten bis zum größtmöglichen Wert verändert (vgl. § 6) und der zugehörige Kondensatorstrom I_c auf einem Hitzdrahtamperemeter abgelesen. Die Messungen wurden zunächst an der Lampe der Reichsanstalt und dann auch an den anderen Lampentypen ausgeführt.

§ 19.

Resultate der Messung.

Die Ergebnisse der Messungen sind in den Tabellen 15 u. 16 zusammengestellt.

Tabelle 15 (Fig. 29)

Die Intensität I_c als Funktion des Gleichstromes I_g.

Lampe Reichsanstalt.

$\lambda_0 = 1915$ m

	$C_1 = 0,76 \cdot 10^{-8}$ MF		$C_1 = 1,94 \cdot 10^{-8}$ MF		$C_1 = 5,85 \cdot 10^{-8}$ MF	
Nr.	I_g Amp.	I_c Amp.	I_g Amp.	I_c Amp.	I_g Amp.	I_c Amp.
			$l = 0,6$ mm			
1	1,1	0,94	1,3	1,0	1,3	1,0
2	1,5	1,18	1,9	1,45	1,9	1,5
3	1,9	1,37	2,5	1,95	2,7	2,15
4	2,3	aus	3,1	2,4	3,5	2,75
5			3,5	2,65	4,3	3,4
6			4,0	3,1	5,0	4,05
7			4,5	3,45	5,9	4,55
8			5,1	3,9	6,5	5,1
9			5,5	aus	6,8	aus
			$l = 1,2$ mm			
1	1,5	1,15	1,5	1,1	1,4	1,05
2	1,9	1,5	2,1	1,5	2,1	1,65
3	2,3	1,78	2,5	1,9	2,9	2,25
4	2,7	2,0	3,1	2,4	3,7	2,9
5	3,2	aus	3,7	2,8	4,6	3,6
6			4,1	3,35	5,3	4,05
7			4,9	3,8	6,1	4,75
8			5,5	4,2	6,9	5,35
9			6,1	4,65	7,7	aus
10			6,5	aus		

$l = 2,4$ mm

1	2,0	1,7	1,7	1,3	1,6	1,1
2	2,5	2,0	2,3	1,8	2,3	1,85
3	2,9	2,4	2,9	2,2	3,1	2,45
4	3,3	2,6	3,5	2,7	3,9	3,15
5	4,1	3,0	4,1	3,15	4,7	3,75
6	4,5	aus	4,7	3,5	5,3	4,2
7			5,6	4,4	6,1	4,75
8			6,5	4,95	7,3	5,55
9			6,9	5,25	7,9	aus
10			7,3	aus		

Tabelle 16 (Fig. 29).

Die Intensität I_c als Funktion des Gleichstromes I_g.
Lampe Reichsanstalt.

$\lambda_0 = 800$ m $\quad C_1 = 5,85 \,.\, 10^{-3}$ MF

$l = 0,3$ mm			$l = 0,9$ mm		
Nr.	I_g Amp.	I_c Amp.	Nr.	I_g Amp.	I_c Amp.
1	1,3	1,1	1	1,3	1,15
2	1,9	1,5	2	1,9	1,7
3	2,5	2	3	2,5	2,05
4	3,1	2,45	4	3,1	2,55
5	3,7	3	5	3,7	3,05
6	4,3	aus	6	4,3	3,55
			7	4,9	4,0
			8	5,5	4,45
			9	6,1	aus

$\lambda_0 = 500$ m $\quad C_1 = 5,85 \,.\, 10^{-3}$ MF

$l = 0,2$ mm			$l = 0,6$ mm		
1	1,3	1,5	1	0,9	1,5
2	1,9	1,7	2	1,3	1,70
3	2,5	2,2	3	1,9	1,75
4	3,1	2.65	4	2,5	2,2
5	3,7	3,2	5	3,1	2,65
6	4,3	aus	6	3,7	3,15
			7	4,3	3,7
			8	4,9	aus

$\lambda_0 = 300$ m $\quad C_1 = 0,76 \,.\, 10^{-3}$ MF

$l = 0,6$ mm

Nr.	I_g Amp.	I_c Amp.
1	1,3	1,1
2	1,9	1,4
3	2,5	1,9
4	3,1	2,4

In Fig. 29 *a* bis *h* ist der Kondensatorstrom I_c als Funktion des Gleichstromes I_g aufgetragen. Die Abszissen für die Kurven *b* bis *h* sind nach oben verschoben.

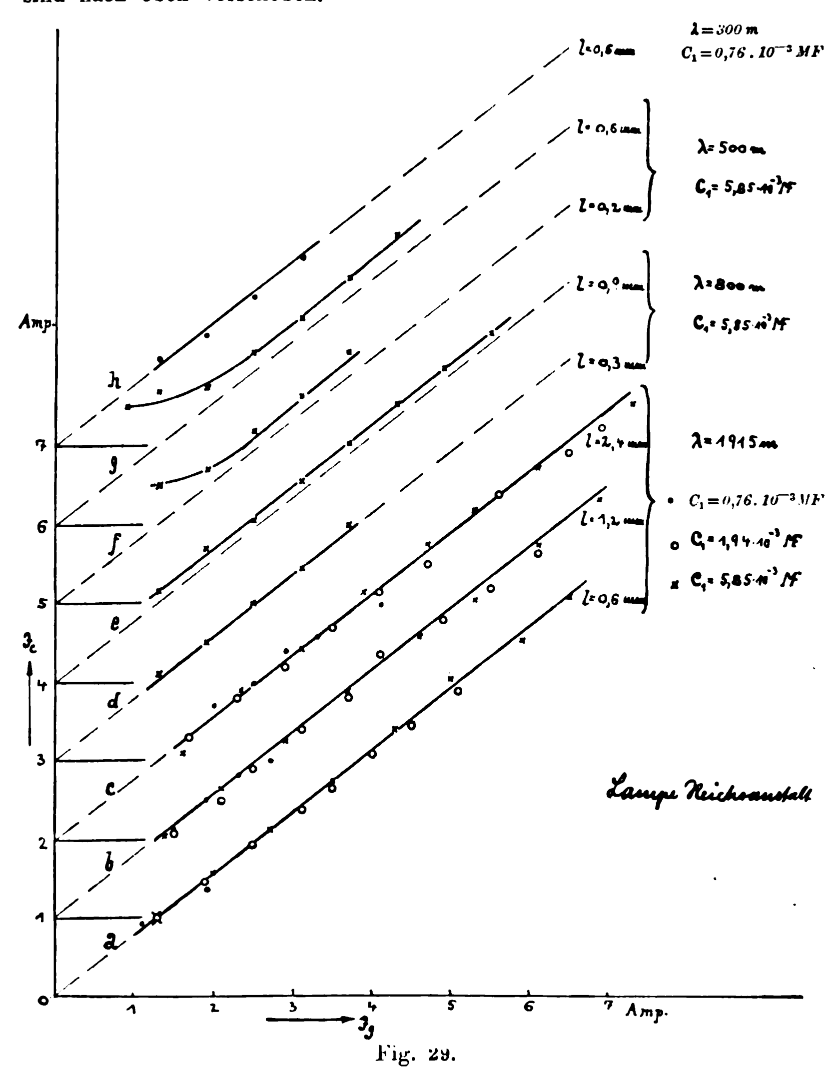


Fig. 29.

Man erkennt sofort, daß die Beziehung

$$I_{c\,\mathrm{eff}} = f(I_g)$$

sehr angenähert durch eine Gerade gegeben ist, welche durch den Koordinatenanfangspunkt geht.

$$I_{c\,\mathrm{eff}} = c\,I_g.$$
$$c \sim 0{,}77.$$

Diese Gerade ist zum Vergleich in alle Figuren *a* bis *h* eingetragen.

Erst bei zunehmender Bedeutung des zweiten Gliedes der Formel (§ 17)

$$\frac{C(e_z^2 - e_b^2)}{L}$$

d. h. also großer Kapazität, kleiner Selbstinduktion und großer Bogenlänge treten die Abweichungen von den Geraden hervor. Fig. 29 *d* und *e* zeigen den Einfluß der Bogenlänge. Während bei *d* die Meßpunkte noch auf die Gerade fallen, liegen sie bei *e* — d. h. im Falle größerer Bogenlänge — alle um etwa 0,2 Ampere über der Geraden.

Erheblicher werden die Abweichungen erst bei kleiner Wellenlänge (Fig. 29 *f* und *g*). Der eigenartige Verlauf des unteren Teiles von Fig. 29*f* entspricht auch der Forderung der Formel, da das zweite Glied $\frac{C}{L}(e_z^2 - e_b^2)$ — c. p. wächst e_z bei kleineren Stromstärken — um so mehr hervortreten muß, je kleiner die Stromstärke I_g ist.

Mit abnehmender Kapazität wird der Einfluß des zweiten Gliedes selbst bei kleinen Wellenlängen wieder geringer (Fig. 29*h*).

Tabelle 17 (Fig. 30).

Die Intensität I_c als Funktion des Gleichstromes I_g.
Lampe: Telephontype Lorenz-A.-G.

$\lambda_0 = 800$ m $\qquad C_1 = 5{,}85 \,.\, 10^{-3}$ MF

$l = 0{,}6$ mm			$l = 1{,}0$ mm		
Nr.	I_g Amp.	I_c Amp.	Nr.	I_g Amp.	I_c Amp.
1	1,3	1,1	1	1,3	1,1
2	1,9	1,55	2	1,9	1,55
3	2,5	2,0	3	2,5	2,05
4	3,1	2,5	4	3,1	2,5
5	3,7	2,95	5	3.7	2,95
6	4,3	aus	6	4,3	aus

Tabelle 18 (Fig. 30).

Die Intensität I_c als Funktion des Gleichstromes I_g.
Lampe Telefunken (4 Elemente).

$\lambda_0 = 800$ m $\quad C_1 = 5,85 \cdot 10^{-3}$ MF

Nr.	I_g Amp.	I_c Amp.
1	1,3	1,1
2	1,9	1,5
3	2,5	1,9
4	3,1	2,45
5	3,7	2,75
6	4,3	3,10
7	4,9	3,5
8	5,5	sehr unregelmäßig

Fig. 30 *a* und *b* (Tabelle 17 und 18) zeigen Messungen an der Telephontype der Lorenz-Aktiengesellschaft und der Lampe der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie. Abweichungen von den Messungen an der Lampe der Reichsanstalt sind bei der Telephontype überhaupt nicht zu erkennen; bei der mit vier Lampenelementen brennenden Telefunkenlampe sind die Abweichungen nur gering.

Messungen an der Lampe mit Quermagnetfeld wurden aus den in § 11 angegebenen Gründen nicht ausgeführt.

§ 20.

Ergebnis des Abschnittes I, B.

Für die in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Lichtbogenschwingungen zweiter Art ist demnach die Intensität des Kondensatorstromes I_c wesentlich durch den Gleichstrom I_g bestimmt:

$$I_{c\,\mathrm{eff}} = c\, I_g,$$

wo die Konstante c nur in geringen Grenzen schwankt:

$$(c \sim 0,77).$$ [1]

1) Nach der Definition der Schwingungen zweiter Art (§ 2) und nach den theoretischen Betrachtungen (§ 17) ist:

$$I_{c\,\max} > I_g \,.$$

Nimmt man Sinusverlauf des Stromes I_c an, so ist:



Diese Beziehung ist fast unabhängig von der Kapazität C, Selbstinduktion L und der Bogenlänge l. Abweichungen treten nur in extremen Fällen ein.

Sehr verschieden ist dagegen die maximal erreichbare Stromstärke I_c. Sie wird um so größer, je größer die Kapazität C und je größer die Bogenlänge l ist. Während bei

$$C = 5{,}85 \cdot 10^{-3} \text{ MF und } l = 2{,}4 \text{mm}$$

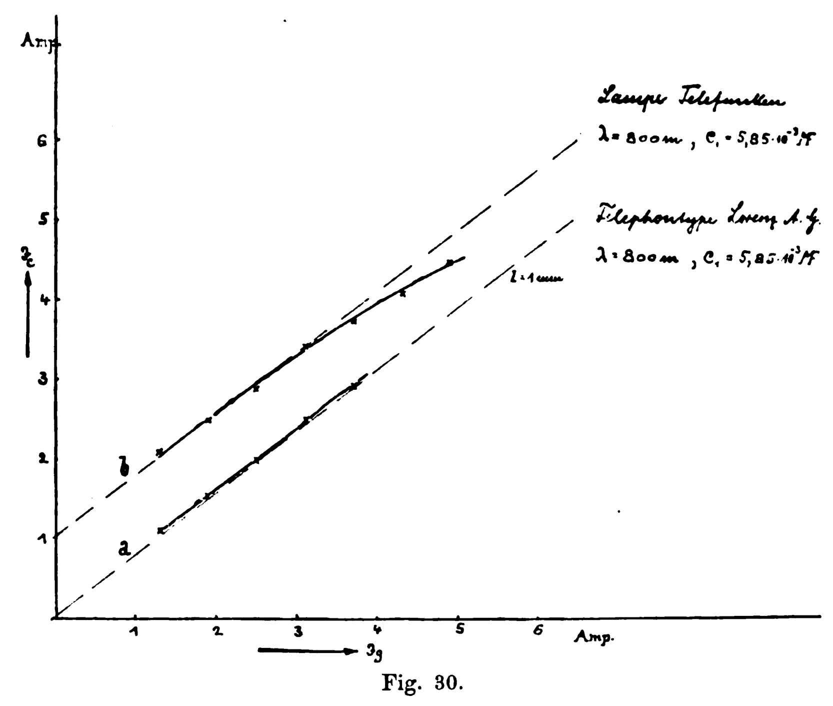


Fig. 30.

$I_{c\,\text{eff}\,\max} = 5{,}5$ Ampere beträgt, ist bei

$$C = 0{,}76 \cdot 10^{-3} \text{ MF und } l = 0{,}6 \text{ mm}$$

$I_{c\,\text{eff}\,\max}$ nur 2,5 Ampere.

$$I_{c\,\text{eff}} = \frac{I_{c\,\max}}{\sqrt{2}} = c \cdot I_g, \text{ also}$$

$$I_{c\,\max} \sim \sqrt{2} \cdot 0{,}77 \cdot I_g \sim 1{,}09\, I_g.$$

Das Ergebnis der Messung ist also in Übereinstimmung mit der Forderung des § 17.

Durch das Quermagnetfeld wird das zu erreichende Maximum des Kondensatorstromes I_c bedeutend erhöht.

Der Gleichstrom I_g ist aber außer von konstanten Faktoren, der Netzspannung E_n und dem Vorschaltwiderstand W, nur abhängig von der mittleren Bogenspannung e_m:

$$I_g = \frac{E_n - e_m}{W} .$$

Gesetz und Größe der Intensitätsschwankungen des Kondensatorstromes I_c sind also auch durch den zeitlichen Verlauf der Spannung e_m bestimmt. Unter sonst gleichen Umständen sind die Schwankungen der Intensität I_c um so kleiner, je größer die Netzspannung E_n ist. Da die Netzspannung E_n i. a. groß ist gegen e_m, so sind die Intensitätsschwankungen bei den Lampen ohne Quermagnetfeld nur gering (vgl. später Fig. 42 und 43), während bei den Lampen mit Quermagnetfeld wegen der bedeutend größeren Spannungsschwankungen auch die Schwankungen der Intensität beträchtlicher werden. Man drückt sie herab durch Erhöhung der Netzspannung E_n (in der Praxis 440 Volt), wodurch jedoch naturgemäß der Nutzeffekt herabgesetzt wird.

(Fortsetzung folgt.)

(Eingesandt 30. August 1909.)

Die analytische Darstellung des Polarisationszustandes in einem permanenten und monochromatischen Wechselfelde; eine erste Anwendung.

Von **Karl Uller.**

Kapitel V.

Der Polarisationszustand eines Vektorfeldes $\mathfrak{E} = E e^{i\nu t}$, worin ν reell, ist vollständig bestimmt, wenn man Lage, Größe und Form sowie ferner Umlaufssinn und Phase der Schwingungsellipse von $\mathfrak{E}$ in jedem Punkte kennt[1]). Es fällt mir nun die Aufgabe zu, die genannten

1) In der vorangehenden Abhandlung (Jahrb. 2, 159 u. 162) habe ich zwei Sätze ausgesprochen, in denen ich, den Einfluß des Polarisationszustandes der Oszillatoren auf die Strahlung hervorhebend, spezielle Eigenschaften ihrer Schwingungsellipsen aufzählte. Den Einfluß der Größe der



Bestimmungsstücke in der von mir eingeführten Darstellungsweise, soweit es noch nicht geschehen ist, auszudrücken.

Lage, Größe und Form der Schwingungsellipse sind bestimmt durch Richtung und Größe von $\mathfrak{E}_{max}$ und $\mathfrak{E}_{min}$, den beiden aufeinander senkrecht stehenden Hauptachsen derselben. Natürlich existieren für $\mathfrak{E}_{max}$ — und ebenso für $\mathfrak{E}_{min}$ — zwei einander entgegengesetzte Richtungen. Wählen wir aber in einem beliebigen Punkte eine davon aus, die wir als die des Vektors $\mathfrak{E}_{max}$ bezeichnen, so ist in jedem anderen Punkte nach dem Prinzip der stetigen Fortsetzung der Richtungssinn von $\mathfrak{E}_{max}$ eindeutig festgelegt. Nur an Unstetigkeitsflächen des Feldes kann noch eine Untersuchung hierüber nötig werden. Um nun die im Raume feststehenden Vektoren $\mathfrak{E}_{max}$ und $\mathfrak{E}_{min}$ durch E' und E'' ausdrücken zu können, berechnen wir zunächst die Größen $\mathfrak{E}^2_{max}$ und $\mathfrak{E}^2_{min}$, die offenbar ausgezeichnete Werte von $\mathfrak{E}^2$ sind. Aus $\partial \mathfrak{E}^2/\partial t = 0$ ergibt sich:

$$(33)\qquad \mathfrak{E}^2_{\substack{max\\min}} = \cos^2 \nu t_0 \left\{E'^2 - \frac{2(E', E'')^2}{E''^2 - E'^2}\right\} + \sin^2 \nu t_0 \left\{E''^2 + \frac{2(E', E'')^2}{E''^2 - E'^2}\right\},$$

worin das zweideutige t_0 bestimmt ist aus:

$$(34)\qquad \operatorname{tg} 2\nu t_0 = \frac{2(E', E'')}{E''^2 - E'^2}.$$

Da nun

$$(35)\qquad \begin{aligned} \cos \nu t_0 &= \sqrt{\frac{1}{2}\left\{1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 2\nu t_0}}\right\}} \\ \sin \nu t_0 &= \sqrt{\frac{1}{2}\left\{1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 2\nu t_0}}\right\}}, \end{aligned}$$

worin vorab alle Wurzeln zweideutig sind, so wird

$$(36)\qquad \mathfrak{E}^2_{\substack{max\\min}} = \frac{1}{2}\left\{E'^2 + E''^2 - \sqrt{(E''^2 - E'^2)^2 + 4(E', E'')^2}\right\}.$$

Offenbar ist dem Werte $\mathfrak{E}^2_{max}$ das negative, dem Werte $\mathfrak{E}^2_{min}$

Ellipsen betonte ich nicht, weil er selbstverständlich ist. Will man alle Eigenschaften der Schwingungsellipsen anführen, so schreibe man dort statt: Lage und Orientierung, Elliptizität usw. . . . Lage, Größe und Form usw.

das positive Vorzeichen der Wurzel hierin, also auch in Gleichung (35) der Wurzel $\sqrt{1 + \mathrm{tg}^2\, 2\nu\, t_0}$, zuzuordnen.

Wir schreiben eindeutig:

$$\mathfrak{E}^2_{\substack{max\\min}} = \frac{1}{2}\{E'^2 + E''^2 \pm D_e\}, \tag{37}$$

wenn wir die Abkürzung

$$\begin{aligned} D_e &= \sqrt{(E''^2 - E'^2)^2 + 4(E', E'')^2} \\ &= \sqrt{(E''^2 + E'^2)^2 - 4[E', E'']^2} \end{aligned} \tag{38}$$

stets positiv nehmen.

Die Vektoren $\mathfrak{E}_{max}$ und $\mathfrak{E}_{min}$ werden nach Gleichung (1) dargestellt wie folgt:

$$\begin{aligned} \mathfrak{E}_{max} &= E' \cos \nu\, t_0' - E'' \sin \nu\, t_0' \\ \mathfrak{E}_{min} &= E' \cos \nu\, t_0'' - E'' \sin \nu\, t_0'', \end{aligned} \tag{39}$$

wo die Zeitpunkte t_0' und t_0'' die Gleichung (34) vermittels Gleichung (35) erfüllen müssen und zwar nach dem Vorangegangenen derart, daß für t_0' das negative, für t_0'' das positive Vorzeichen von $\sqrt{1 + \mathrm{tg}^2\, 2\nu t_0}$ genommen werden muß. Damit sind aber t_0' und t_0'' noch nicht eindeutig bestimmt, weil das Vorzeichen der großen Wurzeln in Gleichung (35) noch offen ist. Wir haben zunächst einmal

$$\mathfrak{E}_{max} = \sqrt{\frac{D_e - (E''^2 - E'^2)}{2 D_e}}\, E' - \sqrt{\frac{D_e + (E''^2 - E'^2)}{2 D_e}}\, E''. \tag{40}$$

Die Unbestimmtheit des Verhältnisses der Wurzelvorzeichen beseitigen wir nun, indem wir $(\mathfrak{E}_{max}, \mathfrak{E}_{max})$ bilden.

Wir erhalten:

$$\mathfrak{E}^2_{max} = \frac{E'^2 + E''^2}{2} + \frac{(E''^2 - E'^2)^2 - 2(E', E'')(\pm)\sqrt{D_e^{\,2} - (E''^2 - E'^2)^2}}{2 D_e}$$

Die auftretende, absolut zu nehmende Wurzel hat nach Gleichung (38) den Wert $2|(E', E'')|$.

Dieser Ausdruck kann mit Gleichung (37) nur dann identisch gemacht werden, wenn für $(E', E'') \gtreqless 0$ das $\frac{\text{untere}}{\text{obere}}$ Vorzeichen in $(\pm)$ genommen wird. Für $(E', E'') \gtreqless 0$ müssen also die Wurzeln in Gleichung (40) $\frac{\text{entgegengesetztes}}{\text{gleiches}}$ Vorzeichen bekommen.

Demnach ist

$$(41)\begin{cases} \mathfrak{E}_{max} = \pm\left\{\sqrt{\frac{D_e - (E''^2 - E'^2)}{2D_e}}\,E' \pm \sqrt{\frac{D_e + (E''^2 - E'^2)}{2D_e}}\,E''\right\}; \\ \text{das } \frac{\text{obere}}{\text{untere}} \text{ Zeichen in der geschweiften Klammer für } (E', E'') \gtreqless 0. \\ \text{Wir können auch — auf Kosten der Symmetrie — schreiben:} \\ \mathfrak{E}_{max} = \pm \frac{\{D_e - (E''^2 - E'^2)\}E' + 2(E', E'')E''}{\sqrt{2D_e\{D_e - (E''^2 - E'^2)\}}}. \end{cases}$$

Alle Wurzeln in (41) sind positiv zu nehmen.

Dasselbe Verfahren führt zur Darstellung von $\mathfrak{E}_{min}$, wobei zu beachten ist, daß $\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 2\nu t_0}$ in Gleichung (35) dem Zusatze zu Gleichung (36) zufolge jetzt positiv zu nehmen ist. Man findet:

$$(42)\begin{cases} \mathfrak{E}_{min} = \pm\left\{\sqrt{\frac{D_e + (E''^2 - E'^2)}{2D_e}}\,E' \mp \sqrt{\frac{D_e - (E''^2 - E'^2)}{2D_e}}\,E''\right\} \\ \text{das } \frac{\text{obere}}{\text{untere}} \text{ Zeichen in der geschweiften Klammer für } (E', E'') \gtreqless 0; \\ \text{oder} \quad \mathfrak{E}_{min} = \pm \frac{\{D_e + (E''^2 - E'^2)\}E' - 2(E', E'')E''}{\sqrt{2D_e\{D_e + (E''^2 - E'^2)\}}}. \end{cases}$$

Alle Wurzeln sind positiv zu nehmen.

Aus Gleichung (37) folgt:

$$(43)\qquad \mathfrak{E}^2_{max} + \mathfrak{E}^2_{min} = E'^2 + E''^2,$$

also gleich dem doppelten Werte der mittleren Energiedichte w_e des $\mathfrak{E}$-Feldes. Ferner stellt sich die Elliptizität dar durch

$$(44)\qquad \varepsilon^2 = \frac{\mathfrak{E}^2_{max} - \mathfrak{E}^2_{min}}{\mathfrak{E}^2_{max}} = \frac{2D_e}{D_e + E'^2 + E''^2}.$$

Die notwendige und hinreichende Bedingung

$$(45)\begin{cases} \text{für zirkulare Polarisation ist:} \quad D_e = 0, \\ \text{für geradlinige Polarisation:} \quad [E'', E'] = 0. \end{cases}$$

Hat E die Form $\mathfrak{e} \cdot e^{i\Phi}$, so wird

$$\begin{aligned} \mathfrak{E}_{max} &= e^{-\Phi''} \cos \nu t_0' \{\mathfrak{e}' \cos \Phi' - \mathfrak{e}'' \sin \Phi'\} \\ &\quad - e^{-\Phi''} \sin \nu t_0' \{\mathfrak{e}'' \cos \Phi' + \mathfrak{e}' \sin \Phi'\}. \end{aligned}$$

Setzen wir $2(\mathfrak{e}', \mathfrak{e}'') = R \cdot \sin 2\delta$ und $\mathfrak{e}''^2 - \mathfrak{e}'^2 = R \cdot \cos 2\delta$, was immer möglich ist, so folgt aus Gleichung (34) $\nu t_0' = \delta - \Phi'$. Daher

(39a) $$\mathfrak{E}_{max} = e^{-\Phi''}\{\mathfrak{e}'\cos\delta - \mathfrak{e}''\sin\delta\},$$

(34a) $$\operatorname{tg} 2\delta = \frac{2(\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}')}{\mathfrak{e}''^2 - \mathfrak{e}'^2}.$$

Vergleicht man diese Ausdrücke mit den Gleichungen (39) und (34), so sieht man, daß man auf demselben Wege wie vorhin zu folgenden Beziehungen geführt wird:

(41a) $$\mathfrak{E}_{max} = \pm e^{-\Phi''}\left\{\sqrt{\frac{d_e - (\mathfrak{e}''^2 - \mathfrak{e}'^2)}{2d_e}}\,\mathfrak{e}' \pm \sqrt{\frac{d_e + (\mathfrak{e}''^2 - \mathfrak{e}'^2)}{2d_e}}\,\mathfrak{e}''\right\}$$

das $\frac{\text{obere}}{\text{untere}}$ Zeichen in der geschweiften Klammer für $(\mathfrak{e}', \mathfrak{e}'') \gtrless 0$;

oder:

$$\mathfrak{E}_{max} = \pm e^{-\Phi''}\frac{\{d_e - (\mathfrak{e}''^2 - \mathfrak{e}'^2)\}\mathfrak{e}' + 2(\mathfrak{e}', \mathfrak{e}'')\mathfrak{e}''}{\sqrt{2d_e\{d_e - (\mathfrak{e}''^2 - \mathfrak{e}'^2)\}}},$$

d_e erhält man aus Gleichung (38), wenn man dort die E durch die entsprechenden $\mathfrak{e}$ ersetzt. Für $\mathfrak{E}_{min}$ bekommt man einen der Gleichung (42) entsprechenden Ausdruck.

Da ferner

(37a) $$\mathfrak{E}^2_{\substack{max \\ min}} = 1/2 \cdot e^{-2\Phi''}\{\mathfrak{e}'^2 + \mathfrak{e}''^2 \pm d_e\}$$

ist, so wird die Elliptizität

(44a) $$\varepsilon^2 = \frac{2d_e}{d_e + \mathfrak{e}'^2 + \mathfrak{e}''^2}.$$

Die notwendige und hinreichende Bedingung

(45a) für zirkulare Polarisation ist: $d_e = 0$,
für geradlinige Polarisation: $[\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}'] = 0$.

Der Umlaufssinn von $\mathfrak{E}$ ist, wie bereits[1]) dargelegt, durch $[E'', E']$ bzw. $[\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}']$ bestimmt.

Als Phase von $\mathfrak{E}$ definiere ich die der Projektion von $\mathfrak{E}$ auf die durch $\mathfrak{E}_{max}$ bestimmte Gerade. Diese Projektion ist

$$\mathfrak{E} \cdot \cos(\mathfrak{E}, \mathfrak{E}_{max}) =$$
$$\left[\mathfrak{E}, \frac{\mathfrak{E}_{min}}{|\mathfrak{E}_{min}|}\right] = \pm\frac{[E'', E']}{|\mathfrak{E}_{min}|} \cdot \frac{2(E'', E') + i\{D_e + (E''^2 - E'^2)\}}{\sqrt{2D_e\{D_e + (E''^2 - E'^2)\}}}\,e^{i\nu t}$$

nach Gleichung (1) und Gleichung (42). Die Phase von $\mathfrak{E}$ ist daher

1) Jahrb. 1, 571, 1908.

(46) $$\nu t + \operatorname{arctg} \frac{D_e + (E''^2 - E'^2)}{2(E'', E')}.$$

Ist speziell $E = \mathfrak{e}\, e^{i\Phi}$, so ist die Phase von $\mathfrak{E}$

(46a) $$\nu t + \Phi' + \operatorname{arctg} \frac{d_e + (\mathfrak{e}''^2 - \mathfrak{e}'^2)}{2(\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}')}.$$

Existieren in demselben Raume zwei Vektoren $\mathfrak{E} = \mathfrak{e}\, e^{i\Phi} e^{i\nu t}$ und $\mathfrak{M} = \mathfrak{m}\, e^{i\Phi} e^{i\nu t}$, so ist der Phasenvorsprung von $\mathfrak{E}$ gegen $\mathfrak{M}$:

(47) $$\operatorname{arctg} \frac{\{d_e + \mathfrak{e}''^2 - \mathfrak{e}'^2\}\, 2(\mathfrak{m}'\,\mathfrak{m}'') - \{d_m + \mathfrak{m}''^2 - \mathfrak{m}'^2\}\, 2(\mathfrak{e}'\,\mathfrak{e}'')}{4(\mathfrak{e}'\,\mathfrak{e}'')(\mathfrak{m}'\,\mathfrak{m}'') + \{d_e + \mathfrak{e}''^2 - \mathfrak{e}'^2\}\{d_m + \mathfrak{m}''^2 - \mathfrak{m}'^2\}}.$$

Exkurs. Die Induktionswirkungen in einem geradlinigen Resonator von der Länge $\mathfrak{l}$ werden erzeugt von der erregenden Kraft $\int \mathfrak{E}_{\mathfrak{l}} \cdot d\mathfrak{l} = (\mathfrak{E} \cdot \mathfrak{l}) = \{(E'\mathfrak{l}) + i(E''\mathfrak{l})\}\, e^{i\nu t}$, wenn wir, was praktisch zutrifft, in der Umgebung des Resonators die Vektoren E' und E'' konstant voraussetzen. Es liege $\mathfrak{l}$ in der Schwingungsebene von $\mathfrak{E}$. Dann ist $(\mathfrak{E} \cdot \mathfrak{l}) =$

(48) $$\mathfrak{l}\sqrt{\mathfrak{E}^2_{max}\cos^2\gamma + \mathfrak{E}^2_{min}\sin^2\gamma}\, \cos\left\{\nu t + \operatorname{arctg}\left(\frac{\mathfrak{E}_{min}}{\mathfrak{E}_{max}} \cdot \operatorname{tg}\gamma\right)\right\},$$

oder bei Benutzung von Gleichung (43) und (44):

$$\mathfrak{l}\sqrt{\frac{2 w_e}{2 - \varepsilon^2}(1 - \varepsilon^2 \sin^2\gamma)}\, \cos\{\nu t + \operatorname{arctg}\{(1 - \varepsilon^2)\operatorname{tg}\gamma\}\}.$$

Dabei ist γ der Winkel zwischen $\mathfrak{l}$ und $\mathfrak{E}_{max}$. Bei gegebener mittlerer Energiedichte w_e ist die Amplitude der erregenden Kraft am größten, wenn einerseits das Feld $\mathfrak{E}$ geradlinig schwingt ($\varepsilon^2 = 1$), andererseits der geradlinige Resonator mit der Richtung von $\mathfrak{E}_{max}$ zusammenfällt ($\gamma = 0$); sie ist dann $\sqrt{2}$ mal so groß als bei Zirkularpolarisation ($\varepsilon^2 = 0$).

Liegt $\mathfrak{l}$ nicht in der Schwingungsebene von $\mathfrak{E}$, so kommt für die Größe der Induktionswirkungen nur seine in diese Ebene fallende Komponente in Betracht.

Über den Polarisationszustand des elliptisch schwingenden Oszillators, allein in einem homogenen und isotropen

Medium, habe ich bereits[1]) einige allgemein gehaltenen Bemerkungen gemacht. Jetzt vervollständige ich diese Aussagen, beschränke mich aber auf das Fernfeld. Darunter verstehe ich das Feld in solchen Entfernungen r vom Oszillator, daß $|m|r = \nu/\omega \cdot \sqrt{\varkappa} \cdot r$ groß ist gegen 1. Hierin ist $\varkappa^2 = 1 + 1/\nu^2 T^2$ ein Maß für die Extinktion der Feldenergie. Der der Kürze wegen eingeführte Begriff: Fernfeld ist im physikalischen, nicht geometrischen Sinne genommen.

Dann nehmen die Gleichungen (13) und (13a), wenn wir $E = \mathfrak{e} \cdot e^{-imr}$ und, etwas einfacher als dort[2]), $M = \mathfrak{m} \cdot e^{-imr}$ schreiben, die Form an:

$$(49)\left\{\begin{aligned}
\mathfrak{e}' &= a'/r \cdot \{\mathfrak{g}' - (\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}')\mathfrak{r}\} - a''/r \cdot \{\mathfrak{g}'' - (\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'')\mathfrak{r}\}\\
\mathfrak{e}'' &= a'/r \cdot \{\mathfrak{g}'' - (\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'')\mathfrak{r}\} + a''/r \cdot \{\mathfrak{g}' - (\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}')\mathfrak{r}\}\\
\mathfrak{m}' &= c'/r \cdot [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'] - c''/r \cdot [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'']; \quad \mathfrak{m}'' = c'/r \cdot [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}''] + c''/r \cdot [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}']\\
a' &= m^{2\prime}/\varepsilon = \quad 1/\varepsilon \cdot \nu^2/\omega^2\\
a'' &= m^{2\prime\prime}/\varepsilon = -1/\varepsilon \cdot \nu^2/\omega^2 \cdot \sqrt{\varkappa^2 - 1}\\
c' &= (m' m^{2\prime} + m'' m^{2\prime\prime}) V/\varepsilon\mu\nu = 1/\sqrt{\varepsilon\mu} \cdot \nu^2/\omega^2 \cdot (2 - \varkappa)\sqrt{(\varkappa + 1)/2}\\
c'' &= -(m'' m^{2\prime} - m' m^{2\prime\prime}) V/\varepsilon\mu\nu = -1/\sqrt{\varepsilon\mu} \cdot \nu^2/\omega^2 \cdot (2 + \varkappa)\sqrt{(\varkappa - 1)/2}
\end{aligned}\right.$$

Die Koeffizienten $a' \ldots c''$ sind ebenfalls etwas anders wie dort definiert. Aus diesen Feldgleichungen ergeben sich nun folgende Beziehungen:

$$(50)\left\{\begin{aligned}
[\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}'] &= (a'^2 + a''^2)/r^2 \cdot (\mathfrak{r}, [\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}'])\mathfrak{r}\\
[\mathfrak{m}'', \mathfrak{m}'] &= (c'^2 + c''^2)/r^2 \cdot (\mathfrak{r}, [\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}'])\mathfrak{r} = \varepsilon/\mu \cdot \varkappa [\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}']\\
a'^2 + a''^2 &= 1/\varepsilon^2 \cdot \nu^4/\omega^4 \cdot \varkappa^2; \quad c'^2 + c''^2 = 1/\varepsilon\mu \cdot \nu^4/\omega^4 \cdot \varkappa^3
\end{aligned}\right.$$

$$(51)\left\{\begin{aligned}
(\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}') &= a' a''/r^2 \cdot \{[\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}']^2 - [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'']^2\} + (a'^2 - a''^2)/r^2 \cdot ([\mathfrak{r}\mathfrak{g}'], [\mathfrak{r}\mathfrak{g}''])\\
(\mathfrak{m}'', \mathfrak{m}') &= c' c''/r^2 \cdot \{[\mathfrak{r}\mathfrak{g}']^2 - [\mathfrak{r}\mathfrak{g}'']^2\} + (c'^2 - c''^2)/r^2 \cdot ([\mathfrak{r}\mathfrak{g}'], [\mathfrak{r}\mathfrak{g}''])\\
a' a'' &= -1/\varepsilon^2 \cdot \nu^4/\omega^4 \cdot \sqrt{\varkappa^2 - 1}; \quad a'^2 - a''^2 = 1/\varepsilon^2 \cdot \nu^4/\omega^4 \cdot (2 - \varkappa^2)\\
c' c'' &= -1/\varepsilon\mu \cdot \nu^4/\omega^4 \cdot (4 - \varkappa^2)/2 \cdot \sqrt{\varkappa^2 - 1};\\
c'^2 - c''^2 &= 1/\varepsilon\mu \cdot \nu^4/\omega^4 \cdot (4 - 3\varkappa^2)
\end{aligned}\right.$$

$$(52)\left\{\begin{aligned}
\mathfrak{e}'^2 + \mathfrak{e}''^2 &= (a'^2 + a''^2)/r^2 \cdot \{[\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}']^2 + [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'']^2\}\\
\mathfrak{m}'^2 + \mathfrak{m}''^2 &= (c'^2 + c''^2)/r^2 \cdot \{[\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}']^2 + [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'']^2\}\\
&= \varepsilon/\mu \cdot \varkappa \cdot (\mathfrak{e}'^2 + \mathfrak{e}''^2).
\end{aligned}\right.$$

---

1) Jahrb. **1**, 575—576, 1908.
2) Jahrb. **1**, 575.

$$(53)\left\{\begin{aligned} \mathfrak{e}''^2 - \mathfrak{e}'^2 &= -(a'^2 - a''^2)/r^2 \cdot \{[\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}']^2 - [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'']^2\} \\ &\qquad + 4a'a''/r^2 \cdot ([\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'], [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'']) \\ \mathfrak{m}''^2 - \mathfrak{m}'^2 &= -(c'^2 - c''^2)/r^2 \cdot \{[\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}']^2 - [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'']^2\} \\ &\qquad + 4c'c''/r^2 \cdot ([\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'], [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'']) \end{aligned}\right.$$

$$(54)\left\{\begin{aligned} d_e &= \frac{a'^2 + a''^2}{r^2} \sqrt{\{[\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}']^2 + [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'']^2\}^2 - 4(\mathfrak{r}, [\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}'])^2} \\ d_m &= \varepsilon/\mu \cdot \varkappa \cdot d_e \end{aligned}\right.$$

$$(55)\left\{\begin{aligned} (\mathfrak{e}', \mathfrak{m}') &= (a''c' - a'c'')/r^2 \cdot (\mathfrak{r}[\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}']) = \quad (\mathfrak{e}'', \mathfrak{m}'') \\ (\mathfrak{e}', \mathfrak{m}'') &= (a'c' + a''c'')/r^2 \cdot (\mathfrak{r}[\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}']) = -(\mathfrak{e}'', \mathfrak{m}') \\ a''c' - a'c'' &= 1/\varepsilon \cdot 1/\sqrt{\varepsilon\mu} \cdot \nu^4/\omega^4 \cdot \varkappa^2 \sqrt{(\varkappa - 1)/2} \\ a'c' + a''c'' &= 1/\varepsilon \cdot 1/\sqrt{\varepsilon\mu} \cdot \nu^4/\omega^4 \cdot \varkappa^2 \sqrt{(\varkappa + 1)/2} \end{aligned}\right.$$

Mit diesen Gleichungen, in denen $\mathfrak{g}'$ und $\mathfrak{g}''$ einen beliebigen Winkel miteinander bilden können, lassen sich folgende Sätze beweisen:

1. Die Gleichungen (50) lehren, daß im Fernfelde auch die elektrische Feldstärke (wie die magnetische) in der Tangentialebene an die Kugelfläche (r) im Sinne des Oszillators rotiert, unabhängig von den Eigenschaften des Mediums.

2. Die Elliptizität ist im Fernfelde nach den Gleichungen (44a), (52) und (54) für $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ gleich groß und zwar:

$$\frac{2\sqrt{\{[\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}']^2 + [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'']^2\}^2 - 4(\mathfrak{r}[\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}'])^2}}{\sqrt{\{[\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}']^2 + [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'']^2\}^2 - 4(\mathfrak{r}[\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}'])^2} + [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}']^2 + [\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'']^2}$$

also unabhängig von den Eigenschaften des Mediums und von der Entfernung r.

3. Geradlinig schwingen $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ nur in der Schwingungsebene des Oszillators, auf der dazu senkrechten und durch den Oszillator gehenden Hauptachse zirkular nur dann, wenn der Oszillator zirkular schwingt.

4. Nach den Gleichungen (9a) und (52) hat man:

$$w_m : w_e = \varkappa : 1\,.$$

Das Verhältnis der Energiedichten des magnetischen und des elektrischen Feldes ist im Fernfelde konstant und in extingierenden Medien größer als eins[1]). Die Benutzung der Gleichungen (37a), (52) und (54) liefert dazu die leichtverständliche Beziehung:

1) Wie ich jetzt finde, hat bereits Herr Cohn für ebene Wellen diesen Satz nachgewiesen (Elektromagnetisches Feld S. 433).

$$\mu\,\mathfrak{M}^2_{\substack{\max\\ \min}} : \varepsilon\,\mathfrak{E}^2_{\substack{\max\\ \min}} = \varkappa : 1\,.$$

5. Bilden wir $(\mathfrak{E}_{\max}, \mathfrak{M}_{\max})$, so finden wir bei Berücksichtigung der Formeln (50) bis (55), daß dieser Ausdruck identisch verschwindet.

Im Fernfelde stehen also überall $\mathfrak{E}_{\max}$ und $\mathfrak{M}_{\max}$ normal zueinander, unabhängig von den Eigenschaften des Mediums und von der Entfernung r.

6. Weiter kann man mit Hilfe der genannten Gleichungen zeigen, daß im Fernfelde die Lagen und Größen von $\mathfrak{E}_{\max}$ und $\mathfrak{M}_{\max}$ sich nicht ändern, wenn man den Sinn der Rotation des Oszillators umkehrt.

7. Berechnen wir noch die Phasen von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ im Fernfelde nach Gleichung (46a) unter Benutzung von Gleichung (51), (53), (54) speziell für die Gebiete, wo $([\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'][\mathfrak{r}\,\mathfrak{g}'']) = 0$ ist, also auf der x-, y- und z-Achse, so finden wir, daß der Phasenvorsprung von $\mathfrak{E}$ gegen $\mathfrak{M}$ auf allen drei Achsen denselben Wert, nämlich $\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1}}$, hat. Dieser von der Entfernung r unabhängige Ausdruck, der im Isolator den Wert null annimmt, wächst mit zunehmender Extinktion und nähert sich dem Grenzwerte $\pi/4$, wenn diese ungeheuer groß wird.

Außerhalb der genannten Achsen sind die Phasen von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ überall von $\mathfrak{g}'$ und $\mathfrak{g}''$ abhängig.

Den Polarisations- und Strahlungszustand einer ebenen Welle in verschiedenen Medien findet man unter anderem dargestellt in einer der größeren Abhandlungen, die an einem anderen Orte demnächst erscheinen werden.

Gießen, Phys. Inst., am 28. Januar 1909.

(Eingesandt 31. Januar 1909.)



Über die Beugung elektromagnetischer Wellen an isolierenden zylindrischen Hindernissen.

Von **Clemens Schaefer.**

Nach den Sitzungsberichten der Kgl. Preuß. Akademie der Wissenschaften (1909, XI, S. 326—345) mitgeteilt von Gustav Groß.

Das Huygenssche Prinzip in Kirchhofs Formulierung läßt sich auf Beugungsprobleme streng nur dann anwenden, wenn das Licht sich ungestört ausbreitet. Unter gewissen einschränkenden Bedingungen ist jedoch die Theorie auch noch anwendbar auf den Fall, daß das Licht durch Schirme usw. an seiner freien Ausbreitung gehindert ist. Da dabei das Schirmmaterial als „schwarz" angenommen wird, vermag die Theorie etwaigen Materialeinflüssen nicht gerecht zu werden. Streng, d. h. unter Berücksichtigung der Materialkonstanten sind bisher folgende Probleme behandelt worden: Bei Annahme endlicher Leitfähigkeit ist das Problem der Beugung ebener Wellen an einer leitenden Kugel (Mie) und an einem leitenden Zylinder (Ignatowski, Seitz) gelöst, doch kann der aus der Theorie sich ergebende Materialeinfluß aus bestimmten Gründen experimentell nicht nachgewiesen werden.

Verfasser behandelt als erster ausführlich den Fall, daß man statt eines leitenden, einen isolierenden, d. h. dielektrischen Zylinder in den Strahlengang elektromagnetischer Wellen bringt. Die Theorie wird mathematisch exakt durchgeführt und erhält durch die experimentellen Ergebnisse eine recht gute Bestätigung.

Die Achse eines dielektrischen Zylinders vom Radius ϱ falle mit der z-Achse eines rechtwinkeligen Koordinatensystemes zusammen. Parallel der x-Achse und zwar in Richtung der abnehmenden x falle ein ebener polarisierter Wellenzug ein. Die elektrische Kraft ist parallel zur z-Achse (Fig. 1). Durch Transformation der Maxwellschen Gleichungen auf Zylinderkoordinaten r, φ und z kommt man auf folgende Differentialgleichung für den Vektor der elektrischen Kraft $\mathfrak{E}$:

$$\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\cdot\frac{\partial^2\mathfrak{E}}{\partial t^2}=\frac{\partial^2\mathfrak{E}}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial\mathfrak{E}}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\cdot\frac{\partial^2\mathfrak{E}}{\partial\varphi^2}.$$

Es sollen nur rein periodische Vorgänge betrachtet werden, also kann man setzen:



$$\mathfrak{E} = e^{int} \sum_0^\infty Q_m \cos m\varphi,$$

worin Q_m eine Funktion von r ist.

Für Q_m erhält man dann, unter Benutzung der Abkürzung $k^2 = \frac{4\pi^2 \varepsilon}{\lambda^2}$, die Besselsche Differentialgleichung:

$$\frac{d^2 Q_m}{d r^2} + \frac{1}{r} \frac{d Q_m}{d r} + Q_m \cdot \left(k^2 - \frac{m^2}{r^2}\right) = 0,$$

deren Integrale die Besselschen Funktionen erster und zweiter Art

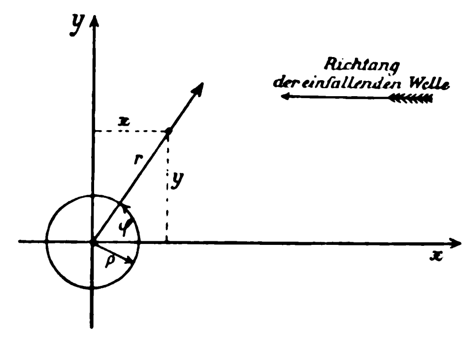


Fig. 1.

vom Argument kr sind, die mit $I_m(kr)$ und $Q_m(kr)$ bezeichnet werden. Statt Q_m führt Verfasser durch die Definition:

$$Q_m = K_m - \frac{i\pi}{2} I_m$$

eine andere Funktion K_m ein, für die, ebenso wie für I_m, Tabellen existieren.

Bezeichnet man kr mit p, so erhält man die endgültige Gleichung für den allein interessierenden Außenraum:

$$\mathfrak{E} = e^{int} \left[\sum_0^\infty a_m \left\{K_m(p) - \frac{i\pi}{2} I_m(p)\right\} \cos m\varphi + e^{ip\cos\varphi}\right].$$

a_m ist ein Koeffizient, der durch die Grenzbedingungen der Maxwellschen Theorie bestimmbar ist. a_m enthält nur ε (Dielektrizitätskonstante) und das Verhältnis $\frac{\rho}{\lambda}$ (Zylinderradius zu Wellenlänge).

Daraus folgt: a_m ändert sich nicht, wenn ϱ und λ in demselben Verhältnis geändert werden. Bei hinreichender Kleinheit von $\frac{\varrho}{\lambda}$ läßt sich die obenstehende Gleichung, indem man sich auf die ersten Glieder der Reihe beschränkt, noch auf die Form bringen:

$$\mathfrak{E} = \cos nt\left[\cos(p\cdot\cos\varphi) + \sqrt{\frac{\pi}{2p}}\left(A_\varphi\cdot\sin\left(\frac{\pi}{4}-p\right) + B_\varphi\cdot\cos\left(\frac{\pi}{4}-p\right)\right)\right]$$
$$+\sin nt\left[-\sin(p\cos\varphi) + \sqrt{\frac{\pi}{2p}}\left(A_\varphi\cos\left(\frac{\pi}{4}-p\right) + B_\varphi\sin\left(\frac{\pi}{4}-p\right)\right)\right],$$

worin A_φ und B_φ Funktionen von a_m und φ sind.

Für die experimentelle Untersuchung kommen besonders zwei Fälle in Betracht:

I. die Untersuchung der Energieverhältnisse vor dem Zylinder ($\varphi = 0$),

und

II. hinter dem Zylinder ($\varphi = \pi$).

Bei der experimentellen Untersuchung kann nicht $\mathfrak{E}$, sondern nur der zeitliche Mittelwert von $\mathfrak{E}^2 = \overline{\mathfrak{E}^2}$ bestimmt werden.

Fall I.

Für $\varphi = 0$ ergibt sich nach einigen Umformungen:

$$\overline{\mathfrak{E}^2} = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\pi}{2p}(A_0{}^2 + B_0{}^2) + 2\sqrt{\frac{\pi}{2p}}\left\{-A_0\sin\left(2p-\frac{\pi}{4}\right)\right.\right.$$
$$\left.\left.+ B_0\cos\left(2p-\frac{\pi}{4}\right)\right\}\right].$$

D. h. aber: Es bilden sich vor dem Zylinder Interferenzstreifen aus, deren Intensität mit wachsender Entfernung (p) von der Zylinderachse abnimmt. Da A_0 und B_0 (die Werte von A_φ und B_φ für $\varphi = 0$) Funktionen von den a_m sind, d. h. nur von ε und $\frac{\varrho}{\lambda}$ abhängen, so verschieben sich die Interferenzstreifen sowohl wenn man bei konstanter Dielektrizitätskonstante ε das Verhältnis $\frac{\varrho}{\lambda}$

ändert, als auch, wenn bei konstantem $\frac{\varrho}{\lambda}$ das Material geändert wird.

(Als Nebenresultat erhalten wir hier zugleich im Prinzip eine neue Methode zur Bestimmung von Dielektrizitätskonstanten.)

Fall II.

Für $\varphi = \pi$, also für den Raum hinter dem Zylinder ergibt sich:

$$\overline{\mathfrak{E}^2} = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\lambda}{4r}\cdot(A_\pi^2 + B_\pi^2) + \sqrt{\frac{\lambda}{2r}}(A_\pi + B_\pi)\right].$$

(A_π und B_π sind die Werte von A_φ und B_φ für $\varphi = \pi$.)

Hinter dem Zylinder kommen also keine Interferenzstreifen zustande.

Ist $\sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_\pi + B_\pi)$ positiv, dann wird durch Einführung des Zylinders in den Strahlengang eine Vermehrung der Energie erzeugt, die sich mit wachsendem r der Null nähert.

Ist $\sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_\pi + B_\pi)$ negativ, so können zwei Fälle eintreten, je nach der Größe des absoluten Wertes von $\sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_\pi + B_\pi)$.

a) Es sei an der Oberfläche des Zylinders:

$$\frac{\lambda}{4\sqrt{\varrho}}\cdot(A_\pi^2 + B_\pi^2) < \left|\sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_\pi + B_\pi)\right|.$$

Diese Ungleichung gilt a fortiori, wenn r statt ϱ gesetzt wird, denn es ist ja für den Außenraum $r > \varrho$, d. h. hinter dem Zylinder entsteht eine Schwächung („Schatten"), die mit wachsender Entfernung asymptotisch verschwindet.

b) Es sei für $r = \varrho$, d. h. für die Oberfläche des Zylinders:

$$\frac{\lambda}{4\sqrt{\varrho}}(A_\pi^2 + B_\pi^2) > \left|\sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_\pi + B_\pi)\right|.$$

Mit wachsendem r wird die linke Seite kleiner, so daß für einen Wert $r = r_0$ aus der Ungleichung eine Gleichung wird und für $r > r_0$ die Ungleichung im umgekehrten Sinne gilt.

Wir haben also:

1. $r < r_0$: **hinter dem Zylinder haben wir eine Verstärkung der Energie.**
2. $r = r_0$: **hier herrscht die ursprüngliche „Helligkeit“.**
3. $r > r_0$: **hier tritt ein „Schatten“ auf.**

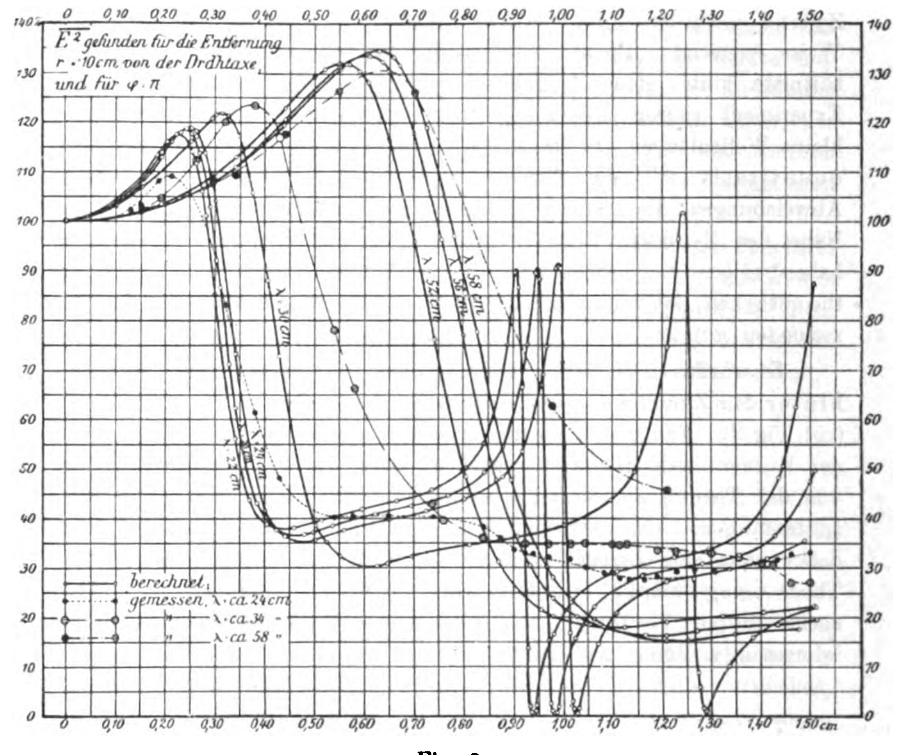


Fig. 2.

Der Einfluß des Radius des beugenden Zylinders kann mit Hilfe umständlicher Rechnung ermittelt werden.

Wenn man für einen bestimmten Wert von r die Werte $\overline{\mathfrak{E}^2}$ für eine bestimmte Wellenlänge bei veränderlichem Zylinderradius ϱ mißt, so erhält man Intensitätskurven, die ausgeprägte periodische Schwankungen aufweisen (vgl. Fig. 2).

Die experimentelle Prüfung der Theorie ist auf Veranlassung des

Verfassers von Herrn Felix Großmann im physikalischen Institute der Universität Breslau ausgeführt worden. Als Dielektrikum wurde Wasser ($\varepsilon = 81$) in Glasröhren benutzt (innerer Radius 0,15—1,21 cm). Als Sender diente ein verstellbarer Hertzscher Erreger, der Wellen von 24, 34, 58 cm lieferte. Als Empfänger diente ein Klemenčičsches Thermoelement.

Die von der Theorie geforderten Intensitätsverhältnisse vor dem Zylinder wurden durch das Experiment in ausgezeichnet zu nennender Weise bestätigt. Ebenso werden die Intensitätskurven für die Verhältnisse hinter dem Zylinder ihrem Charakter nach durch das Experiment richtig wiedergegeben. Für kleine Werte von ϱ und kleine Wellenlängen (24 cm) stimmen die experimentellen Resultate auch quantitativ mit der Theorie überein. Jedoch zeigen sich kleine Abweichungen, die mit wachsendem Zylinderradius zunehmen. In der Nähe des Zylinders (wo wir mit starker „Koppelung" zu rechnen haben) zeigen die beobachteten Kurven starke Abweichungen von den theoretischen; sie schließen sich erst in größerer Entfernung den berechneten gut an.

Es wurden noch für eine große Zahl von Werten ϱ die Werte $\mathfrak{E}^2$ hinter dem Zylinder in einem konstanten Abstande $r = 10$ cm gemessen (vgl. Fig 2). Für kleine Werte von ϱ wird der charakteristische Verlauf der Kurven auch gut wiedergegeben, doch war es nicht möglich, die von der Theorie geforderten periodischen Schwankungen experimentell zu bestätigen. Verfasser sieht den Grund hierfür hauptsächlich darin, daß er aus dem Erreger nur gedämpfte Wellen erhält, während die Theorie ungedämpfte erfordert. Er spricht die Hoffnung aus, demnächst durch Verwendung ungedämpfter Wellen auch über diesen interessanten Punkt Aufschluß geben zu können.

(Eingesandt 6. April 1909.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Weittragende Mikrophone. In der Zeitschrift für Schwachstromtechnik (**3**, 424, 1909) lesen wir: „Über die neuen weittragenden Mikrophone (die ja auch für hohe Strombelastung in der drahtlosen Telephonie sehr wünschenswert sind. Dr. E.) von Egnér-Helmström und Foss werden einige Einzelheiten bekannt. Die beiden Anordnungen beruhen auf wesentlich verschiedenen Grundgedanken. In dem

Egnér-Helmströmschen Mikrophon wird versucht, die mögliche Strombelastung zu erhöhen, in der Fossschen die mechanische Wirkung der vom Munde des Sprechenden ausgehenden Schallwellen auf die Membrane zu verstärken. — In den üblichen Mikrophonanordnungen hat die mögliche Strombelastung darin ihre Grenze, daß beim Überschreiten derselben die Mikrophonkontakte verbrennen. Das Verbrennen zu verhindern und damit die anwendbaren Stromstärken zu vergrößern suchen nun Egnér-Helmström dadurch zu erreichen, daß sie den hinter der Membrane liegenden, die Mikrophonkontakte umschließenden Raum luftleer machen. — In der Fossschen Anordnung werden die Schallwellen der Membrane durch einen Schalltrichter, wie er ähnlich bei Phonographen angewendet wird, zugeführt und dadurch die Membrane in stärkere Schwingungen versetzt, als sie in den üblichen Anordnungen erreicht werden."

Wir hatten uns auch an die ausführenden Firmen: Aktiebolaget Monofon in Stockholm bzw. Overretssagforer Nikolay Leth in Christiania mit Anfragen gewandt, aber in beiden Fällen die Antwort erhalten, daß wegen Patentrücksichten nähere Details noch nicht angegeben werden können. Die Redaktion.

Über die Stabilitätsbedingungen des Poulsenschen Lichtbogens berichtet unser Mitarbeiter Prof. C. Tissot in den C. R. **149**, 281, 1909 und Rev. Soc. 2. X. 1909, S. 435 folgendes: In den Anwendungen des Poulsenschen Lichtbogens in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie ist es von Wichtigkeit, eine vollständige reine Welle (konstante Wellenlänge) zu haben, um eine scharfe Resonanz zu ermöglichen. Man kann dies auf verschiedene Weise erreichen. Ein Mittel, das kürzlich von den Herren Collin und Jeance angegeben wurde, besteht darin, selektive Effekte auszunutzen durch Einstimmung eines induktiv erregten Hilfskreises von passenden Konstanten auf eine der mehr oder weniger zahlreichen Schwingungen, die spontan im Lichtbogenkreis entstehen.

Ich selbst habe ein Verfahren angegeben, welches anscheinend eine gewisse Analogie mit den eben erwähnten zeigt, aber in Wirklichkeit auf einem ganz differenten Prinzip beruht und nach meiner Ansicht in viel methodischerer Weise das gewünschte Resultat zu erreichen gestattet. Es beruht auf folgenden Erwägungen: Der Poulsen-Lichtbogen erzeugt Wellenzüge von verschiedener Periode, die unaufhörlich

variabel und in diskontinuierlicher Reihe unregelmäßig verteilt sind, **nur** wenn die Selbstinduktion des Schwingungskreises zu klein ist im Vergleich zur Kapazität. Er liefert dagegen eine einzige Schwingung von vollständig bestimmter und der Eigenschwingung des Kreises entsprechender Periode (für eine passende Regulierung der Bogenlänge und der primären Stromstärke), wenn das Verhältnis von Kapazität und Selbstinduktion einen hinreichend kleinen Wert $\left(\frac{C}{L}\right.$ höchstens von der Ordnung $\left.10^{-4}\right)$ annimmt.

Diese Bedingung genügt, um die Stabilität des Bogens zu sichern, wenn er frei brennt, oder wenn man nur einen kleinen Bruchteil der Gesamtenergie entzieht. Damit dieser Bruchteil einen brauchbaren Wert bekommt, muß also die Gesamtenergie des Lichtbogenkreises sehr groß sein, d. h. der Kreis muß eine große Kapazität haben.

Diese beiden Bedingungen sind nur zu vereinbaren, wenn große Wellenlängen angewendet werden. Wenn dies nicht geschieht, so ist man gezwungen, um der ersten Bedingung (große Selbstinduktion) zu genügen, kleine Kapazität zu wählen. Schließt man dann ein abgestimmtes strahlendes System (nicht ganz lose gekoppelt) an, so wird der Bogen unstabil mit brüsken Amplitudenschwankungen im Gefolge, die ein plötzliches Abreißen des Bogens und somit der Schwingungen herbeiführen. Um in diesem Falle den genügenden Energieaustausch zwischen den beiden Kreisen zu ermöglichen, muß man die ungenügende Inertie des primären Kreises (1) ergänzen, indem man ihn mit einem Hilfskreis von **großer Kapazität** verbindet. Dieser Hilfskreis (2), [in Resonanz mit Kreis (1)], der die Energie aufspeichert (in steigendem Maße, wie er in Schwingung gerät und befähigt wird auf Kreis (1) zu wirken) und der den Kreis (1) bei seinen gelegentlichen Schwächeanfällen unterstützt, wirkt gewissermaßen wie das Schwungrad eines Motors. Keineswegs besteht seine Rolle aber darin, eine selektive Wirkung auf Schwingungen verschiedener Perioden des Lichtbogenkreises auszuüben, da unabhängig von ihm der Bogen hier nur eine einzige Periode liefert.

Die Koppelung der Kreise (1) und (2) muß derart sein, daß Rückwirkungen aufeinander stattfinden, so daß jeder abwechselnd die Rolle der Energiequelle spielen kann; sie darf andererseits nicht zu fest sein, damit die durch die Koppelung erzeugte Schwingung eine Periode behalte, die der Eigenperiode des Lichtbogenkreises (1) ganz nahe liegt.

Unter diesen Bedingungen tritt nach der Koppelung in jedem

System sozusagen nur eine einzige Schwingung auf, die ebenso rein und stabil ist, als wenn der Kreis (1) für sich allein schwingt. Es ist die normale längere Koppelungswelle, d. h. diejenige mit der geringsten Dämpfung. Wenn die resultierende Periode nicht viel von der Eigenperiode des Kreises (1) abweicht, so bleibt die resultierende Dämpfung merklich gleich der Dämpfung des Bogenkreises, also sehr gering. Diese allgemeinen Bedingungen passen gleicherweise für die drahtlose Telegraphie wie Telephonie vermittels des Lichtbogens.

Die Antenne muß, wohlverstanden, auf die resultierende Periode abgestimmt und ziemlich lose gekoppelt sein, damit die Periode des Systems die gleiche bleibe, ob man die Anntene ankoppelt oder nicht.

Bekanntlich kann man für die Radiotelephonie das Mikrophon einfach in die Antenne schalten. In diesem Falle scheint es a priori von keinem Interesse zu sein, mehrere Mikrophone in Serie zu schalten. Die besten Bedingungen sind erfüllt, wie es auch das Experiment bestätigt, wenn der Widerstand des Mikrophons gleich ist dem Emissionswiderstand der Antenne, d. h. wenn die Einschaltung des Mikrophons in die Antenne die Stromstärke auf die Hälfte ihres ursprünglichen Wertes reduziert. E.

Die Ausnutzung der gesamten Strahlung von gekoppelten Systemen in der Radiotelegraphie. Unser Mitarbeiter Prof. J. A. Fleming schreibt hierüber (The Electrican **63**, 333, 1909) folgendes:

„Wenn eine strahlende Antenne induktiv und nicht zu lose mit dem primären Schwingungskreis gekoppelt ist, so erhält man bekanntlich 2 Koppelungswellen:

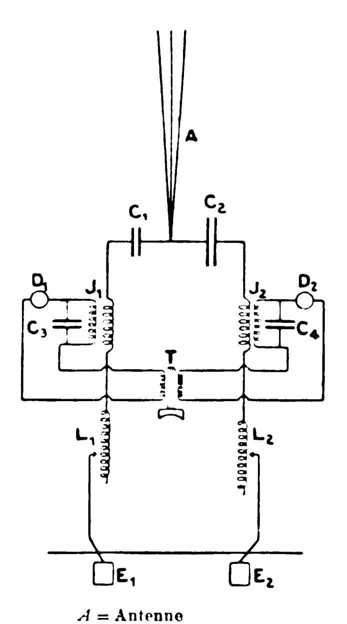
$$\lambda_1 = \lambda \sqrt{1 + k}$$
$$\lambda_2 = \lambda \sqrt{1 - k}$$

wo k den Koppelungskoeffizienten bedeutet.

Von diesen zwei Koppelungswellen wird im allgemeinen nur eine im Empfänger ausgenutzt, wodurch für ihn ein beträchtlicher Teil der Strahlungsenergie verloren geht. Dieser Verlust kann vermieden werden, wenn man den Sender einwellig macht, wie es jetzt in Telefunkens neuerem System, „tönende Funken“ nach der Methode der Wienschen Löschfunken, geschieht[1]). Ich bin nun kürzlich auf den

1) Vgl. Jahrbuch **2**, 551, 1909.

Gedanken gekommen, den Wirkungsgrad auch eines gekoppelten Senders mit der gewöhnlichen großen Funkenstrecke dadurch zu erhöhen, daß beide Koppelungswellen des Senders im Empfänger ausgenutzt werden. Dies kann dadurch erreicht werden, daß zwei Empfangsanordnungen angewendet werden, die unabhängig voneinander mit einer Empfangsantenne gekoppelt sind, von denen die eine auf die eine Welle, die andere auf die andere Welle abgestimmt ist. Der angewandte Detektor muß für Telephonempfang geeignet sein [Gleichrichter-Kontaktdetektor, Glühlampendetektor (Flemings Schwingungsventil), Magnetdetektor, Schloemilchdetektor usw].



A = Antenne
C_1 C_2 = Kondensatoren
L_1 L_2 = Selbstinduktionen
D_1 D_2 = Gleichrichterdetektoren
T = Doppelspuliges Telephon

In Verbindung mit den beiden Empfangsanordnungen steht ein Telephon mit doppelten Windungen, jede derselben angeschlossen an einen Detektor, wie es das Diagramm der Abbildung zeigt.

Die auf die Telephonmembrane übertragene Energie resultiert nun aus der Strahlungsenergie beider Koppelungswellen. Auf diese Weise kann jetzt auch eine festere Koppelung als sonst angewendet werden. In induktiv gekoppelten Sendern wendet man gewöhnlich einen ziemlich geringen Koppelungsgrad von etwa 10 % an. Die Längen der beiden Wellen stehen dann im Verhältnis von $\sqrt{9} : \sqrt{11}$. Auf der anderen Seite wird die auf die Antenne übertragene Energie durch solche relativ lose Koppelung beträchtlich reduziert, und wenn man die Energie von beiden Wellen in einem einzigen Empfänger aufnehmen will, so müssen seine Kreise sehr stark gedämpft sein, was natürlich einer Abstimmung hinderlich ist. Nach der beschriebenen Methode läßt sich relativ feste Koppelung im Sender sowie schwache Dämpfung im Empfänger anwenden und die gesamte Strahlungsenergie ausnutzen, wodurch eine wesentlich bessere Ökonomie erzielt wird. E.

(Eingesandt 15. Oktober 1909.)

Elektrischer Wellenfernschalter. Der naheliegende Gedanke, die elektrischen Wellen der drahtlosen Telegraphie auch zur Fernsteuerung von unbemannten Fahrzeugen zu benutzen, ist schon

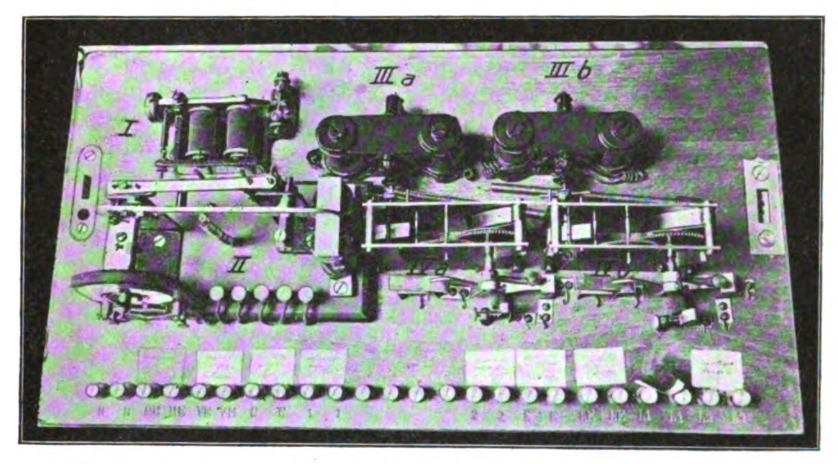


Fig. 1.

häufig zu realisieren versucht worden. Noch kürzlich berichteten französische Fachzeitungen von Versuchen des Franzosen Gabet. Neuerdings ist auch eine deutsche Firma Wirth, Beck & Knauss in Nürn-

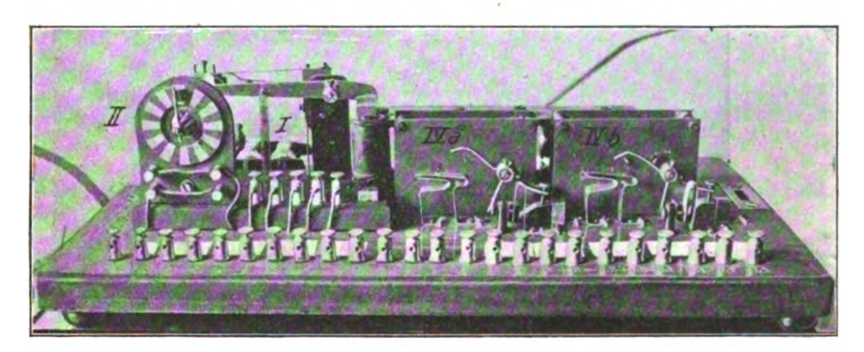


Fig. 2.

berg erfolgreich gewesen und sei das Prinzip ihres sogenannten elektrischen Wellenfernschalters an Hand der Abbildungen 1 und 2, welche einen Apparat in der Aufsicht und Seitenansicht darstellen, wie folgt

erläutert. Es bedeuten *I* ein Relais, *II* den Stromverteiler, *IIIa* und *IIIb* Elektromotoren, *IVa* und *IVb* Federwerke mit Kontaktvorrichtungen. Die Empfangsantenne gibt Stromimpulse, wie bei der drahtlosen Telegraphie, ins Relais; dieses wirkt auf den Verteiler, dessen

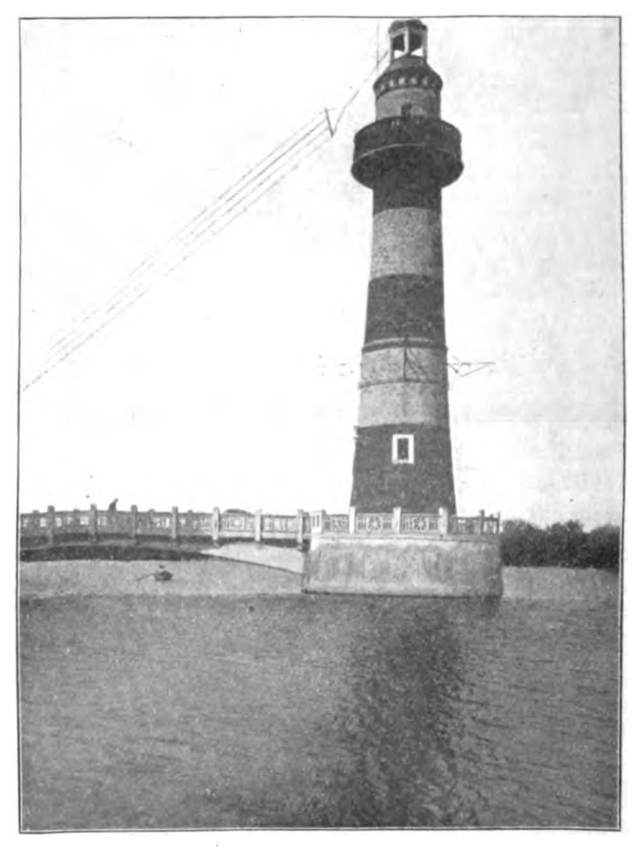


Fig. 3.
Die Antenne für die Geberstation des Telefunkenapparates, angebracht am Leuchtturme des Dutzendteiches bei Nürnberg.

Kontaktflügel sich um 1, 2, 3 oder mehrere Teilstrecken je nach den Stromimpulsen des Relais, die wieder den abgesandten Wellenzügen entsprechen, bewegt. Dadurch gelangt der Kontaktflügel entweder auf ein Metallfeld (weiße Segmente der Kreisscheibe) oder auf ein isoliertes Zwischenfeld (dunkle Segmente).

Gelangt der Kontaktflügel auf die Metallfelder 1, 3, 5, 7, 9, 11, so wird der Motor *IIIa* in Bewegung gesetzt, welcher das Federwerk *IVa* aufzieht, dadurch sofort eine Signalvorrichtung auslöst und nach 2 Sekunden einen Kontakt schließt, welcher das elektrische Steuer nach links bewegt. Gelangt der Kontaktflügel auf die Metallfelder 2, 4, 6, 8, 10, 12, so wird der Motor *IIIb* und das Federwerk *IVb* betätigt, wodurch ein anderes Signal ausgelöst und das Steuer schließ-

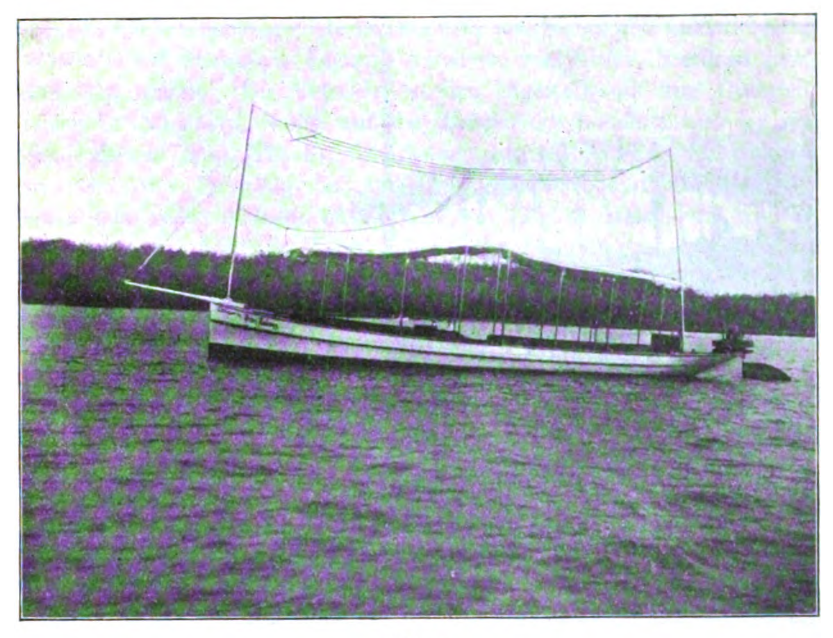


Fig. 4.
Das unbemannte, mit der Antenne für die Telefunken-Empfangsstation und dem elektrischen Wellenfernschalter versehene Boot.

lich nach rechts gedreht wird. Befindet sich der Kontaktflügel nur kurze Zeit vorübergehend auf einem Metallfeld, so tritt eine Kontaktwirkung mit Steuerbewegungen nicht ein. Wird anderseits der Kontaktflügel auf ein isoliertes Zwischenfeld gestellt, so bewegen sich die Federwerke, da der Motor stromlos ist, in ihre Anfangsstellungen zurück und das elektrische Steuer stellt sich gerade. Da diese Signale, welche sich 2 Sekunden vor der Wirkung einstellen, bei der Sendestation sichtbar sind, so können die Funktionen kontrolliert und bei

etwa eintretenden Störungen in ihrer Wirkung auf das Steuer durch nachgesandte Wellenzüge korrigiert werden.

Werden z. B. im Sender fünf kurze Zeichen gegeben, die im Empfangsapparat, falls ein Morseapparat eingeschaltet wäre, fünf Punkte auf den Morsestreifen erzeugen würden, so wirken hier diese fünf Wellenimpulse in der Weise auf den Verteiler des Wellenfernschalters, daß der die Schaltung des Stromverteilers bewirkende Elektromagnet



Fig. 5.
Das Motorboot mit dem elektrischen Wellenfernschalter und dem elektrischen Steuerapparat bei den Probefahrten auf dem Dutzendteiche bei Nürnberg.

fünfmal erregt wird, wodurch ein Zahnrad um fünf Zähne vorgeschoben wird, das seinerseits wieder den Kontaktflügel um fünf Felder weiter bewegt. So bringt also ein kurzer Wellenimpuls den Kontaktflügel um ein Segment, drei Wellenimpulse denselben um drei Felder weiter usw.; auf diese Weise ist also jedes Feld des Verteilers mit dem Kontaktflügel zu erreichen. Bewegt sich letzterer mäßig rasch von einem Feld zum andern, so kommen infolge ihrer mechanischen Träg-

heit die Motoren nicht zu ihrer eigentlichen Tätigkeit. Nur wenn der Kontaktflügel etwa 2 Sekunden lang auf einem Metallsegment verweilt, so gerät der zugehörige Motor genügend in Rotation und schließt durch Vermittelung eines Zugorgans eine Kontaktvorrichtung, welche den Stromkreis der zugehörigen Maschine schließt, wodurch die gewünschte Funktion des Wellenfernschalters erreicht wird. Um große Regelmäßigkeit der Wellenimpulse zu erzielen, wird am Sender der Taster automatisch betätigt.

Es können beliebig viele Funktionen, wie rechts und links Steuern, vorwärts und rückwärts Fahren, Abfeuern von Minen, Kanonen usw. ausgelöst werden. Die Versuche wurden angestellt auf dem Dutzendteiche in Nürnberg, wobei auf der Brücke des Leuchtturms, der die Sendeantenne trug (Fig. 3), der Sender aufgestellt war, während als zu steuerndes Fahrzeug ein elektrisches Motorboot diente, das mit einer 4 m langen Antenne ausgerüstet war (Fig. 4), welche die Wellenimpulse in der üblichen Weise einem Kohärer zuführte. Der Wellenfernschalter selbst war am Heck des Bootes montiert (Fig. 5). Nach authentischen Berichten wurden verschiedene Kreisbögen nach rechts und links, sowie verschiedene Wendungen und Kurven gefahren. Wie mir mitgeteilt wird, sind neuerdings noch verschiedene Verbesserungen bei Verwendung hochempfindlicher Kohärer für größere Entfernungen durchgeführt worden, doch werden dieselben noch geheim gehalten. Die jetzigen Vorrichtungen haben sich aber schon als geeignet erwiesen, torpedoähnliche Fahrzeuge mit Sicherheit auf Sichtweite (ca. 9 km) an feindliche Schiffe zu dirigieren und zur Explosion zu bringen, unbemannte Luftschiffe zu steuern, usw. Die deutschen Marinebehörden sollen diesem elektrischen Wellenfernschalter bereits lebhaftes Interesse entgegenbringen. E.

(Eingesandt 15. Oktober 1909.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Verfahren und Einrichtungen zur Erzeugung elektrischer Schwingungen.

Bei dem Verfahren der Siemens-Schuckert Werke nach D. R. P. Nr. 212938 kommt eine synchrone, also kollektorlose Wechselstrommaschine zur Verwendung, die mittels einer oszillatorisch wirkenden Stromquelle erregt und von einer äußeren Kraft angetrieben wird. Die Rotor- und Statorwickelung sind dabei hintereinandergeschaltet. Die Synchronmaschine nimmt dann während der Generatorhalbperiode die schnellen Schwingungen auf und erhält sie unter Verbrauch mechanisch zugeführter Energie aufrecht; während der anderen Halb-

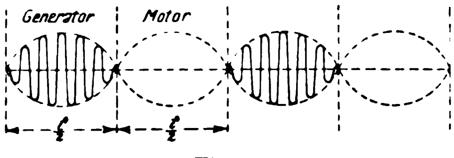


Fig. 1.

periode dagegen, in der die Maschine als Motor arbeiten würde, kann keine mechanische Energie von außen auf das System übertragen werden, in diesen Perioden ist also die Maschine wirkungslos, und es ergeben sich Wellenformen, wie sie in Fig. 1 schematisch angedeutet sind.

Die Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen hoher Frequenz nach Patent Nr. 211670 der „Polyfrequenz-Elektrizitätsgesellschaft m. b. H. in Hamburg besteht aus zwei mit ihren Flächen einander zugekehrten, relativ gegeneinander beweglichen Metallscheiben $S\,S_1$ (Fig. 2), welche durch eine dünne Schicht von Öl oder einer anderen isolierenden Flüssigkeit, die durch Zufluß (seitlich angesetztes Rohr R) erneuert wird, voneinander getrennt sind. Unter der Einwirkung einer elektrischen Spannung wird dann der elektrische Widerstand zwischen diesen Scheiben fortwährend geändert, und in einem an die Scheiben angelegten, aus Kapazität und Selbstinduktion gebildeten Schwingungskreise werden dann die Schwingungen erzeugt.

Die dünne, zwischen den beiden Scheiben befindliche Ölschicht bildet nämlich für den Durchgang eines elektrischen Stromes einen Widerstand, der sich unter der Einwirkung einer elektrischen Spannung ändert, und zwar derart, daß er bei steigender Spannung kleiner wird. Wird die Ölschicht aber durch die Rotation der Scheiben erneuert, so ist sofort wieder der ursprüngliche Widerstand vorhanden, der unter der Einwirkung der Spannung alsbald wieder auf einen gewissen Mindestwert fällt. Denselben Gegenstand betrifft die britische Patentschrift Nr. 4762 vom Jahre 1909. Der Erfinder dieser Einrichtung ist Prof. Dr. Peuckert in Braunschweig.

Das Patent Nr. 213608 von O. Scheller und The Amalg. Radio-Telegraph Co. in London betrifft eine Vorrichtung zur Erzeugung hochfrequenter Wechselströme, und zwar soll unter Verwen-

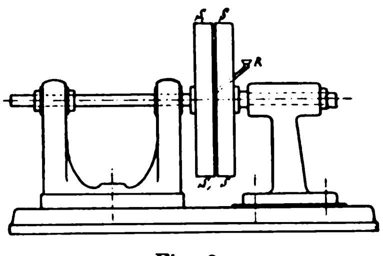


Fig. 2.

dung von Gleichrichtungseinrichtungen und Transformatoren aus niederfrequenten Wechselströmen durch das Gleichrichten der Wechselstrom in einen pulsierenden Gleichstrom doppelter oder mehrfacher Frequenz verwandelt werden. Hierdurch wird aber leicht eine Verzerrung der Stromkurve hervorgerufen, so daß ein Umformen in eine höhere Frequenz unwirtschaftlich wird. Die Erfinder schlagen nun vor, den pulsierenden Gleichstrom, so oft eine solche Verzerrung eintritt, einem Schwingungskreis gleicher Frequenz zuzuführen; durch diesen Kunstgriff soll es möglich sein, ein Umformen des ursprünglichen Wechselstromes niedriger Frequenz in solchen beliebig hoher Frequenz zu verwandeln.

Dieselben Erfinder haben sich im D. R. P. Nr. 212268 eine sogenannte Schwungradschaltung schützen lassen; mit dem aus dem Hochfrequenzgenerator, Kapazität und Selbstinduktion bestehenden Schwingungssystem soll ein Abzweig, welcher Selbstinduktion, Kapazität oder beides (Energiespeicher) enthält, oder ein zweiter Schwingungskreis (Schwungradkreis) verbunden und so fest gekoppelt sein, daß

die infolge der Energieschwankung im Hochfrequenzgenerator vorhandene Inkonstanz der Wellenlänge durch die in dem Abzweig oder in dem zweiten Schwingungskreis vorhandenen Energiemengen und deren Rückwirkung auf den Generatorkreis verringert wird.

Das Patent Nr. 211683 der C. Lorenz Aktiengesellschaft betrifft eine Bogenlampe zur Erzeugung elektrischer Schwingungen hoher Frequenz, bei der eine Elektrode durchbohrt ist, um Gase oder Gasgemische unmittelbar dem Lichtbogen zuzuführen. Das Wesen der Erfindung besteht nun darin, daß die Austrittsöffnung dieser Durchbohrung sich allmählich erweitert, um das durch die Kanäle hindurchströmende Gas oder die Luft möglichst gleichmäßig, wirbelfrei und radial dem Lichtbogen zuzuführen.

Gleichfalls eine Lichtbogenanordnung betrifft das D. R. P. Nr. 212247 von Fessenden: Verfahren zur Erzeugung elektrischer

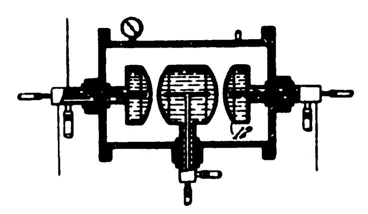


Fig. 3.

Schwingungen von hoher Frequenz mittels eines Lichtbogens zwischen Metallelektroden in der kritischen Zone. Die Kennzeichen bestehen darin, daß die Elektroden, deren Entladungsfläche teilweise innerhalb, teilweise außerhalb und teilweise genau in der kritischen Zone liegt, in einem partiellen Vakuum angeordnet sind, zu dem Zwecke, einerseits die Anwendung eines größeren Elektrodenabstandes zu ermöglichen und andererseits die Entladung stets selbsttätig in der kritischen Zone erfolgen zu lassen. Diese Anordnung ist in Fig. 3 dargestellt.

Ein Verfahren zur Erzeugung phasenverschobener Schwingungen betrifft das D. R. P. Nr. 209865 von Max Monasch in Wien. Es besteht darin, daß zwei oder mehrere Schwingungsquellen derart miteinander in Verbindung gebracht werden, daß dadurch eine gegenseitige Steuerung stattfindet, so daß jede der Schwingungsquellen Schwingungen der gewünschten Phase liefert.

Bei dem Verfahren zur Erzeugung elektrischer Schwingungen nach dem Patente Nr. 212936 von R. Cl. Galletti in Rom ist mit

einem Hauptschwingungskreise eine Anzahl Hilfsschwingungskreise so verbunden, daß bei einer Entladung in einem der Hilfschwingungskreise selbsttätig die Entladung durch die ganze Reihe der Hilfsschwingungskreise sich so fortpflanzt, daß die eine anfängt, sowie die andere im Aufhören begriffen ist; hierdurch wird der Hauptschwingungskreis fortwährend in Schwingungen erhalten. Zur Hervorbringung der fortwährend im Kreislaufe erfolgenden Entladungen einer Anzahl Schwingungskreise sollen dabei Solenoide verwendet werden, die mit jedem Hilfsschwingungskreis verbunden und derart angeordnet sind, daß sie in der Reihenfolge der im Kreise angeordneten Schwingungskreise immer die Entladung des nächstfolgenden Schwingungskreises hervorbringen.

Die Anordnung nach D. R. P. Nr. 214567, ebenfalls von Galletti ist in Fig. 4 dargestellt. In einem geschlossenen Schwingungskreis

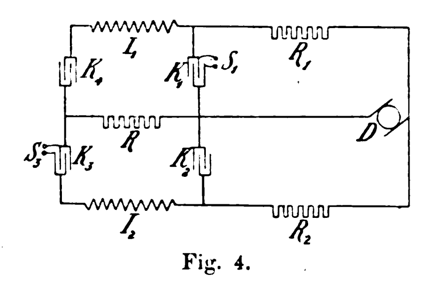


Fig. 4.

(Hauptschwingungskreis) sind zwei (oder mehr) Induktionsspulen J_1 J_2 und von einer Dynamomaschine D gespeiste Kondensatoren K_1 K_2 K_3 K_4 in Reihe geschaltet; an den Enden von zwei (oder mehr) dieser Kondensatoren sind Funkenstrecken S_1 S_3 derart angebracht, daß die an einer Funkenstrecke stattfindende Entladung des zugehörigen Kondensators die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden der anderen Funkenstrecke (bzw. Funkenstrecken) vergrößert, so daß nach Erreichung der Durchbruchsspannung eine Entladung der letzteren stattfindet und so fort; hierdurch wird stets neue Energie in Tätigkeit gesetzt und der Schwingungskreis in fortwährenden Schwingungen gehalten.

Verfahren und Sender für drahtlose Telephonie.

Das Zusatzpatent Nr. 211119 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie betrifft eine weitere Ausbildung des Senders für drahtlose Telephonie nach D. R. P. Nr. 208583 (vgl. Jahrbuch, Band 2,

S. 629). Hierbei soll die Koppelung zwischen dem erregenden und dem erregten, den Widerstandsänderungen eines Mikrophons ausgesetzten System geringer sein als 3 %; dieser günstigste Koppelungsgrad ist empirisch ermittelt worden, und der Zweck dieser losen Koppelung besteht darin, daß die Form der Stromkurve nicht etwa durch Rückwirkung auf den Primärkreis geändert wird.

Das Patent Nr. 212926 von Dr. G. Seibt in New York betrifft ein Verfahren zur Strahlentelephonie, bei welchem die Intensität der Senderschwingungen durch Widerstandsschwankungen verändert wird. Das kennzeichnende Merkmal der Erfindung besteht darin, daß die Dämpfung durch den veränderlichen Widerstand (z. B. das Mikrophon) gleich oder ungefähr gleich der übrigen Dämpfung des Systems ge-

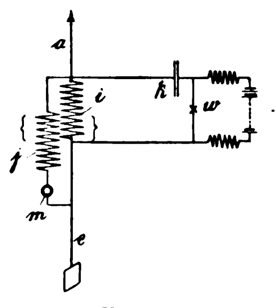


Fig. 5.

macht ist, in welches er eingeschaltet ist. Hierdurch soll die Umsetzung der akustischen Energie in die elektrische zu einem Maximum werden. Ist der Widerstand des Mikrophons zu hoch, so gibt die Parallelschaltung eines passend zu wählenden Kondensators oder auch einer Selbstinduktion von bestimmter Größe ein Auskunftsmittel, um die sonst zu große Dämpfung herabzusetzen; ist der Widerstand dagegen zu klein, so kann man einen Kondensator in Reihenschaltung mit einer Selbstinduktion parallel zu ihm legen. Dieselben Regeln gelten, wenn das Mikrophon statt in die Antenne in einen lose mit ihr gekoppelten, geschlossenen Schwingungskreis geschaltet wird.

Der Sender für drahtlose Telegraphie und Telephonie von A. Steinacker in Fiume und A. Plisnier in Charlottenburg nach Patent Nr. 212344 ist dadurch gekennzeichnet, daß mit der Induktanz *i* (Fig. 5) eines Duddellschen Schwingungskreises *ikw* — im primären oder sekundären Erregerkreise — eine im Zeichengeber- (Mikrophon-)

Stromkreise (m) parallel geschaltete Spule j induktiv gekoppelt ist; hierdurch wird bezweckt, eine sich summierende Wirkung der Spulen zu erhalten; es können auch mehrere Zeichengeberstromkreise, welche je mit einer Spule versehen in Parallelschaltung angeordnet sind, in Induktanzbeziehung zu der Erregerprimär- oder -sekundärspule gesetzt sein.

Zusammenlegbare Maste als Antennenträger für drahtlose Telegraphie.

Das D. R. P. Nr. 211162 der Nürnberger Feuerlöschgerät- und Maschinenfabrik vorm. Justus Christian Braun, A. G. in Nürnberg, betrifft eine fahrbare und zusammenlegbare Empfangsvorrichtung. Sie besteht aus einem als Teleskopmast ausgebildeten Hauptmast, der mit einem zum Ausziehen des letzteren dienenden Hilfsmast verbunden ist, mittels dessen die einzelnen Rohrschüsse durch an ihren oberen Enden angreifende Zugorgane nacheinander gehoben werden. Der ganze Mast ruht auf einem fahrbaren Gestell.

Ebenfalls einen fahrbaren teleskopartigen Mast für funkentelegraphische Zwecke betrifft das D. R. P. Nr. 210277 von Ch. Casanova in Paris, bzw. das französische Patent Nr. 393829. Hierbei ist im Innern des aus Röhren zusammengesetzten Mastes ein Seil (vorzugsweise aus Metall) angeordnet, welches an dem unteren Ende eines Rohres kleineren Durchmessers im Innenraum des Rohres befestigt ist und zur Aufrichtung und Zusammenziehung des Mastes dient. Das Seil geht am unteren Ende des Mastes zwischen Führungsrollen hindurch, welche es bei der Auf- oder Abwärtsbewegung mitnehmen.

Ludwig Leidl in Wien hat ein D. R. P. Nr. 209581 auf einen zerlegbaren Mast für funkentelegraphische Zwecke erhalten. Dieser Mast besteht aus einem unter Anwendung von starren und biegsamen Drähten (Drahtseilen) gebildeten Gefüge von aneinandergereihten und untereinander leicht lösbar verbundenen Einzelgerippen (Elementen); das Kennzeichen der Erfindung besteht darin, daß die Elemente nach ihrer Trennung voneinander zu je einem geringen Raum beanspruchenden Paket zusammengelegt werden können, indem lediglich durch Verkürzen eines der starren Teile des Einzelgerippes letzteres gelockert wird.

Das britische Patent Nr. 27732 vom Jahre 1906 von Jean

Pierre Serve in Marseille betrifft gleichfalls einen teleskopartig auseinanderschiebbaren Mast für funkentelegraphische und Signalisierungszwecke. Die teleskopartig ineinander verschiebbaren Röhren sind mit stopfbüchsen- und kolbenartigen Dichtungen ineinander geführt, und durch Einpressen von Druckwasser in diese Rohrsysteme wird der Mast auseinandergeschoben und gehoben.

Das britische Patent Nr. 598 vom Jahre 1909 von Fritz Jaeger in Magdeburg betrifft eine Mastkonstruktion aus biegsamen Metallbändern, die auf Trommeln gewickelt sind und beim Abrollen derartig mit gegeneinander versetzten Querschnitten angeordnet und mit Kreuzstücken und Versteifungen, sowie Zugorganen versehen werden, daß ein genügend starres Mastsystem entsteht.

Der hölzerne Gittermast nach D. R. P. Nr. 209435 von Ernst Mettner in Cuxhaven besteht aus mehreren zusammengesetzten Teilen; es handelt sich dabei lediglich um eine reine mechanische, bzw. konstruktive Ausbildung, die in elektrischer Beziehung kein Interesse bietet. Sie sei daher lediglich der Vollständigkeit wegen erwähnt.

(Eingesandt 1. Oktober 1909).

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Auf S. 631, Band II dieser Zeitschrift haben Sie meinen an die Redaktion gerichteten Brief vom 9. Juli 1909 betreffend „Das neue Telefunken-System" abgedruckt.

Ich möchte feststellen, daß ich mit meinem Schreiben vom 14. August[1]) d. J., also ca. 1 Monat vor dem Erscheinen des Heftes, Herrn Dr. Eichhorn bat, die Veröffentlichung des Briefes zurückzuhalten; warum dies nicht geschah, entzieht sich meiner Kenntnis. Dr. Eugen Nesper.

[1]) Ein solcher Brief ist nicht bei mir eingegangen (und scheint auf der Post verloren gegangen zu sein) ansonst ich die Veröffentlichung gern unterlassen hätte. Dr. G. Eichhorn.

(Eingesandt 21. September 1909.)



Bezugnehmend auf den an Sie gerichteten und im Band III, S. 631, Ihrer werten Zeitschrift abgedruckten Brief des Herrn Dr. Nesper würden wir Ihnen zu Dank verpflichtet sein, wenn Sie an derselben Stelle folgende Erklärung abdrucken würden.

Da Herr Dr. Nesper bekanntlich im Dienste der C. Lorenz Aktiengesellschaft steht, so ist der fragliche Brief geeignet, in interessierten Kreisen die Meinung zu erwecken, daß die in ihm enthaltenen, unseres Erachtens völlig irrigen Äußerungen des Herrn Dr. Nesper über den Schutzbereich des uns gehörigen Braunschen Patentes, die Ansicht der C. Lorenz Aktiengesellschaft wiedergibt.

Infolgedessen würden wir uns zu unserem Bedauern veranlaßt sehen, auf gerichtlichem Wege eine Feststellung des Schutzumfanges des fraglichen Patentes herbeizuführen, falls die C. Lorenz Aktiengesellschaft nicht eine der jetzigen Sachlage Rechnung tragende Erklärung über ihre Stellungnahme zu der Angelegenheit geben würde.

Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.
(Eingesandt 1. Oktober 1909.)

Zu den obigen Ausführungen der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. betreffend den an die Redaktion des Jahrbuches gerichteten Brief von Dr. Nesper bemerken wir, daß dieser Brief lediglich die private Ansicht von Dr. Nesper darstellt. Selbstverständlich können nur Erklärungen, welche von der unterzeichneten C. Lorenz Aktiengesellschaft als solcher veröffentlicht werden, als bindend für sie betrachtet werden, Bei der Schwierigkeit der von Herrn Dr. Nesper angeschnittenen Frage über den Schutzumfang des Braunschen Patentes halten wir es für ausgeschlossen, daß auf dem Wege des Briefwechsels eine Klärung der Sachlage herbeigeführt werden könnte.

Wir sind auch in eine Prüfung der in Betracht kommenden patentrechtlichen Frage noch gar nicht eingetreten und müssen schon aus diesem Grunde unsere Ansicht dahin ausdrücken, daß zu der am Schlusse genannten Schreibens angedeuteten gerichtlichen Klärung der Frage vorläufig eine Veranlassung nicht gegeben ist.

C. Lorenz Aktiengesellschaft.
(Eingesandt 1. Oktober 1909.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

AEG-Zeitung. In der September-Nummer, die wieder reich illustriert ist, wird die Veröffentlichung des Vortrages von Dr. Ing. L. Bloch über die Elektrizität im Wohnhause fortgesetzt, und zwar wird in dieser Nummer die gegenwärtig im Hinblick auf die Besteuerung der Beleuch-



tungskörper besonders interessierende elektrische Beleuchtung des Wohnhauses behandelt. An den Techniker wendet sich der Beitrag über die Anfressungen an den Kühlrohren von Oberflächen-Kondensatoren, während eine Mitteilung über die Reichsluftschiffhalle Köln auch bei Laien Interesse begegnen wird. Die Rückkehr des Professors Klingenberg von seinem mehrmonatlichen Aufenthalte im Transvaal gibt Gelegenheit zu neuen Mitteilungen über den Stand der Arbeiten bei der Victoria Falls and Transvaal Power Company. Ein Artikel über moderne Lastkraftwagen veranschaulicht in Text und Bild, zu welcher Höhe die Automobil-Industrie in diesem Zweige gelangt ist. Die Nummer schließt mit einer Beschreibung der benzol-elektrischen Triebwagen, die von der AEG für die Preußische Staats-Eisenbahn-Verwaltung gebaut werden.

AEG-Zeitung. Die Oktober-Nummer, deren Titelblatt das Kabelwerk Oberspree der AEG zeigt, beginnt mit einem Beitrage, der, dem Laien verständlich, aber auch den Fachmann interessierend, die Herstellung der Hochspannungskabel behandelt. Es folgt ein Artikel, der die elektrischen Einrichtungen auf dem jüngsten der großen deutschen Passagierdampfer, dem „George Washington", vorführt. In der Fortsetzung des Vortrages von Dr. Ing. Bloch über „Die Elektrizität im Wohnhause" wird vorzugsweise das elektrische Kochen und Heizen besprochen. Aus den kleineren Beiträgen seien erwähnt: „Erfolg der AEG-Schiffsturbine", „Deutsche Industrie-Erzeugnisse in Melilla", „Flugmaschine Wright".

AEG-Zeitung. Die November-Nummer, deren Titelblatt die Apparatefabrik der AEG zeigt, beginnt mit einem Artikel, der unter Vorführung umfangreichen statistischen Materials die überlegene Wirtschaftlichkeit der AEG-Turbine erweist. Professor Peter Behrens führt an der Hand einiger Illustrationen aus, in wie hohem Grade das elektrische Licht zu den bei dem Schaufenster-Wettbewerb in Berlin erzielten Erfolgen verhalf, ja diese erst möglich machte. Besonders für militärische Kreise ist der illustrierte Beitrag „Elektrische Scheibenzuganlagen auf Truppenübungsplätzen" von großem Interesse. Dr. Ing. Bloch veröffentlicht die Resultate von Untersuchungen, denen Metallfadenlampen der AEG unterzogen worden sind.

Righi, Augusto, Strahlende Materie und magnetische Strahlen (aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé). VIII u. 390 S. mit 74 Figuren im Text und auf Tafeln. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. M. 6.40, geb. M. 7.20

Fleming, J. A., An elementary manual of Radiotelegraphy and Radiotelephony (for students and operators). XIV u. 340 S. mit Illustrationen. Verlag Longmans, Green & Co., London. 7s/6d netto

Greinacher, Heinrich, Die neueren Strahlen. VIII u. 130 S. mit 66 Abbildungen. Verlag von Ferdinand Enke, Stuttgart 1909. Geh. M. 4.—

Riemenschneider, K., Experimentierbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Mit 175 Abbildungen. Hermann Beyers Verlag, Leipzig 1909. M. 3.—

Literaturverzeichnis.

Agnew, E. u. M. **27**, 880, 1909. (Ref. über Electr. World 15. VII. 1909). Experimentelle Untersuchung von Wechselstromkurven (vgl. auch Referat in La Lum. él. **31** [Tome VIII] 46, 1909).

Battelli, A., Ann. Phys. Beibl. **33**, 1087, 1909. (Ref. über Rend. R. Acc. d. Linc. **17** (I), 61, 1908; J. de phys. **7**, 62, 1908; Phys. Ztschr. **9**, 154, 1908) Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den elektrischen Leitungswiderstand der Solenoide für Ströme hoher Frequenz.

Bartenstein, O., Elektrot. Ztschr. **30**, 905, 1909 (Ref. über Ann. Phys. **29**, 201, 1909). Die Beugung von stark gedämpften elektrischen Schwingungen.

Behne, E. u. M. **27**, 871, 1909. Über eine Fehlerquelle bei Messungen mit der Wechselstrombrücke.

Bellini, E. u. **Tosi, A.,** Electric. World **54**, 622, 1909. Locating vessels by wireless telegraphy.

Bethenod, T., La Lum. él. **31** (VIII), 15, 1909. Sur le calcul de l'amortissement d'une antenne excitée indirectement en dérivation.

Bjerknes, V., Journ. de Phys. Tome **VIII** (4), 736, 1909. De la mesure absolue de grandeurs fondamentales du champ électromagnétique. Possibilité d'une action mutuelle des champs électromagnétique et magnétique constants.

Broca, E. u. M. **27**, 902, 1909. (Ref. über Bull. Soc. Intern. d. Électriciens. Juli 1909.) Thermisches Amperemeter für hohe Stromstärken und Periodenzahlen.

Cady, W. G. u. **Vinal, G. W.,** Phys. Ztschr. **10**, 569, 623, 1909. Über den elektrischen Lichtbogen zwischen Metallelektroden (vgl. ebenda **8**, 890, 1907 u. Phys. Rev. **28**, 388, 1909).

Campbell, A., Phys. Soc. London 25. VI. 1909. On the mearsurement of wave-length for high frequency electrical oscillations.

Colin, V. u. **Jeance,** Rev. sc. S. 399, 25. IX. 1909. Téléphonie sans fil.

Corbino, O. M., Cim. (5) **17**, 280, 1909. Sulla produzione di campi ciclici per mezzo di oscillazioni smorzate nei dispositivi di Artom.

Cramp, W. u. **Smith, C. F.,** Vectors and vector diagrams applied to the alternating current circuit.

Cuntz, John H., The Electric. Eng. 8. X. 1909, S. 495. The Cuntz-wethod of acoustic tuning in wireless telegraphy.

Curtis, Austin, M., Electric. World **54**, 260, 1909. Effect of seasons on wireless transmission.

Debye, P., Ann. Phys. **30**, 57, 1909. Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material.

Dessauer, Friedrich, Phys. Ztschr. **10**, 674, 1909. Neue Quecksilberunterbrecher.

Eccles, W. H., Electrician **63**, 1001, 1909. Magnetic storms and wireless telegraphy.

Emde, Fritz, E. u. M. **27**, 783, 1909. Zum Induktionsgesetz.

Espenschied, L., Electric. World **54**, 385, 1909. Location of Vessels by wireless telegraphy.

Gáti, Béla, Elektrot. Ztschr. **30**, 926, 1909. Wechselstrom als Träger von Telephonströmen (vgl. ebenda S. 160, Fr. Weinberg).

Giebe, E., Ztschr. für Instrumentenkunde **29**, 269, 301, 1909. Normal-Luftkondensatoren und ihre absolute Messung.

Goddard, R. H., Phys. Rev. **28**, 405, 1909. On some peculiarities of electrical conductivity exhibited by powders and a few solid substances.

Hadamard, J., Ann. Phys. Beibl. **33**, 1072, 1909 (Ref. über Ann. chim. phys. (8) **16**, 403, 1909). Bestimmung eines elektrischen Feldes.

Hermann, Henry, Electric. World **54**, 729, 1909. Alternating-current waves.

Hill, B. V., Ann. Phys. Beibl. **33**, 1000, 1909. (Ref. über Proc. Amer. Phys. Soc. 28, 70, 1909). Über die Theorie des Kohlekörnermikrophons.

Jeance, s. Colin, V.

Juretzka, E., s. Schäfer, Cl.

Kinsley, C. u. **Moore, E. J.,** Ann. Phys. Beibl. **33**, 916, 1909 (Ref. über Proc. Amer. Phys. Soc. 28, 72, 1909). Eine Methode der Messungen von Wechselströmen.

Klingelfuss, Fr., Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, 2 (1), 43, 1909. Neuerungen an Induktorien, insbesondere für Strom- und Spannungsmessungen.

Lauer, Ludwig, Über die an einem Teslapol auftretenden Potentiale und das Verhältnis von Funkenschlagweite und Spannung an demselben. Diss. Göttingen 1907.

Lepel, von E., L'Électricien **38**, 236, 1909 (Referat). Système Lepel.

Lindemann, R., Verh. D. Phys. Ges. **11**, 28, 1909. Über Dämpfungsmessungen mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen.

Livingstone, R., Electrician **63**, 908, 1909. A new type of reactance coil.

Lodge, Oliver, Electric. Eng. 1. x. 1909 S. 446. Cosmic electro-magnetic disturbance.

Lorenz, C. Akt.-Ges., Ztschr. f. Schwachstr. **3**, 475, 1909. Bem. zu G. W. Nasmyths Notiz „Eine verbesserte Form des singenden Lichtbogens von Duddell“ (vgl. auch Elektrot. Ztschr. **30**, 928, 1909).

Ludewig, Paul, Phys. Ztschr. **10**, 678, 1909. Zur Theorie des Wehnelt-unterbrechers.

Lux, Fr., Ztschr. für Schwachst. **3**, 449, 1909 (Ref. über Luxs Aufsatz in der „Luftflotte“). Ortsbestimmung für die Luftschiffahrt (vermittels Radiotelegraphie).

Malclès, Louis, Journ. d. Phys. 8 (4), 631, 1909. Recherches sur les résidus diélectriques.

Marconi, Electrician **63**, 1043, 1909. The Government purchase of the Marconi Wireless stations.

Menges, C. L. R. E., Electric. World **54**, 436, 1909. Self-Induction.

Montpellier, J. A., L'Électricien **38** (2), 113, 1909. Perfectionnements apportés aux voltmètres et ampèremètres thermiques.

Moore, E. J., s. Kinsley, C.

Nesper, Eugen, Helios **15**, 321, 1909. Neuere deutsche Patente der drahtlosen Telegraphie (vgl. ebenda S. 161).

Nicol, J., Electrician **63**, 845, 1909. The rotation of the electric arc in a radial magnetic field (vgl. Jahrb. **2**, 638, 1909).

Nordström, Gunnar, Phys. Ztschr. **10**, 681, 1909. Zur Elektrodynamik Minkowskis.

Northrup, E. F., Electrician **63**, 998, 1909. Ammeter for accurate measurement of large alternative currents.

Orlich, E., Helios **15**, 373, 1909. Die technischen Leistungsmesser.

Péri, J., La Lum. él. **31**, 344, 1909 u. Elektrot. Ztschr. **30**, 932, 1909 u. L'Électricien **38**, **224**, 1909. Prioritätsprotest betreffend das Rendahlsche Variometer (Regulierbare Selbstinduktion).

Philipps, N. D. Blaydon, Ztschr. f. Schwachstr. **3**, 485, 1909. Neues lautsprechendes Telephon.

Pierce, George W., Phys. Rev. **29**, 56, 1909. The electrolytic detector, studied with the aid of an oscillograph.

Poulson, Valdemar, Electrical Eng. 17. IX. 1909 u. Electrican **63**, 908, 1909. Radio-telegraphic demonstration at Cullercoats (vgl. auch Electrician **63**, 961, 1909, A. S. M. Sorensen) und Ztschr. für Schwachstr. **3**, 477, 1909.

Reiche, Fritz, Ann. Phys. **30**, 182, 1909 (vgl. Jahrb. **2**, 638, 1909). Über die anomale Fortpflanzung von Kugelwellen beim Durchgang durch Brennpunkte (Berichtigung von Ann. Phys. **29**, 401, 1909).

Reiff, H. J., The Electric. Eng. 8. x. 1909, S. 494. The Majorana system of wireless telephony.

Richter, C., Phys. Ztschr. **10**, 703, 1909. Dämpfung elektrischer Schwingungen beim Funkenübergang in verschiedenen Gasen.

Rosa, E. B., Electrician **63**, 1023, 1909. A new method for the absolute measurement of resistance.

Schäfer, Cl. u. Juretzka, E., Phys. Ztschr. **10**, 630, 1909. Zur Theorie der erzwungenen Schwingungen (mechanische) von Saiten und Stäben.

Schmid, J., Helios **15**, 339, 1909. Die Transformatoren für konstanten Strom und ihr Anwendungsgebiet.

Shoemaker, Harry, Electrical World **54**, 597, 1909. High frequency oscillations.

Schön, L., Beitrag zur Theorie des Wehneltunterbrechers. Darmstadt 1908.

Schwachstromtechnik, Ztschr. für, **3**, 421, 1909. Radiotelegraphieverkehr und Luftschiffahrt.

Searle, G. F. C., Ann. Phys. Beibl. **33**, 989, 1909 (Ref. über Phys. Ztschr. **9**, 878, 884, 1909). Über die durch eine sprungweise Änderung der Winkelgeschwindigkeit hervorgerufene Energiestrahlung. Die Energiestrahlung

seitens eines Elektrons, das sich harmonisch in einer endlichen geradlinigen oder elliptischen Bahn bewegt.

Siedek, E., La Lum. él. **31**, 268, 1909 (vgl. Electrical World **54**, 626, 1909). Ohmmètre et nouvel appareil donnant par lecture directe la tension, l'intensité et la résistance.

Smith, C. F. s. Cramp, W.

Sommerfeld, A., Helios **15**, 383, 1909 (Ref. über Ann. Phys. **28**, 665, 1909). Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie.

Stone Stone, John, Electrician **63**, 920, 1909 (vgl. Jahrb. **3**, 113, 1909. Pickard). Antennae.

Studniarski, J. v., Elektrot. Ztschr. **30**, 821, 849, 1909. Über den Energieverbrauch von Wechselstrom-Instrumenten.

Taylor, J. B., Electrician **63**, 911, 1909. Even harmonics in alternating-current circuits.

Terazawa, K., Proc. Tokyo Math.-Phys. Soc. **5**, 84, 1909. Note on the self-inductance of a ring of small circular section.

Tissot, C., C. R. **149**, 281, 1909. Sur les conditions de stabilité de l'arc de Poulsen.

Tosi, A., s. Bellini, E.

Tugman, Orin, Phys. Rev. **29**, 154, 1909. The effect of electrical oscillations on the conductivity imparted to gases by an incandescent cathode.

Turpain, A., La Rev. Él. **12**, 150, 1909. Observation des orages au moyen de cohéreurs et de bolomètres.

Vinal, G. W., s. Cady, W. G.

Voege, Elektrot. Ztschr. **30**, 871, 1909. Ein neuer Apparat zur Messung magnetischer Kraftfelder.

Vreeland, F. K., Elektrot. Ztschr. **30**, 834, 1909 (Ref. über Phys. Rev. **27**, 286, 1908). Der Wellenerreger von Vreeland (vgl. Journ. d. Phys. 8 (4), 709, 1909).

Wasmus, E. u. M. 27, 859, 1909 (Ref. über Dissert. Techn. Hochschule, Braunschweig). Über Versuche am Peukertschen Hochfrequenzgenerator.

Webb, Harold W. u. **Woodman, L. E.,** Phys. Rev. **29**, 89, 1909. A systematic study of vibrators and receivers for short electric waves.

Wilson, H. A., Electrician **63**, 953, 1909 u. Proc. Roy. Soc. **82**, 595, 1909. Effect of a magnetic field on the electrical conductivity of flame.

Witte, Hans, Ann. Phys. **30**, 337, 1909. Über die Bjerknessche hydrodynamische Analogie zu den elektrischen Erscheinungen.

Woodman, L. E., s. Webb, H. W.

Zahn, Hermann, Verh. D. Phys. Ges. **11**, 377, 1909 (vgl. ebenda **11**, 185, 1909). Permeabilität des Eisens bei schnellen Schwingungen.

Zorn, W. F., La Lum. Él. **31**, 301, 1909 (Ref. über Phys. Ztschr. **10**, 547, 1909; vgl. Jahrb. **3**, 114, 1909). De la relation qui existe dans les circuits comprenant un condensateur entre l'amortissement, la nature des électrodes et celle du diélectrique.



Detektoren.

1. Kohärer.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

2. Elektrolytische Wellendetektoren.

Jégon, Paul, La Rev. él. **12,** 189, 1909. Détecteurs électrolytiques très sensibles fonctionnant sans force électromotrice auxiliaire.

Pierce, George W., Phys. Rev. **29,** 56, 1909. The electrolytic detector, studied with the aid of an oscillograph.

Wren, Electric. Eng. 1. x. 1909 S. 469. Detectors.

3. Thermische Wellendetektoren.

Wren, Electric. Eng. 1. x. 1909 S. 468. Detectors.

4. Magnetische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

5. Diverse Detektoren.

Meunier, M., Elektrot. Ztschr. **30,** 857, 1909 (Ref. über Electrician **63,** 736, 1909). Neuer Wellendetektor (Eisenkies — Metallspitze ohne Batterie).

Wren, Electric. Eng. 1. x. 1909 S. 469. Detectors.

(Eingesandt 20. Oktober 1909.)

Bücherbesprechungen.

Gehrke, E., Die Strahlen der positiven Elektrizität. XI u. 124 S. mit 43 Figuren und 2 Tafeln. Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Geh. M. 4.50, geb. M. 5.50

Das sehr empfehlenswerte Buch von Prof. Gehrke gibt einen umfassenden Überblick über die Entdeckung und Erforschung der physikalisch so interessanten und wichtigen positiven Strahlen, die zuerst von Prof. Goldstein in den sogen. Kanalstrahlen nachgewiesen wurden und heute in besonders schöner Weise auch direkt durch die Anodenstrahlen-Röhre und durch radioaktive Körper demonstriert werden. Die einzelnen Kapitel behandeln: Positive Strahlen, erzeugt durch elektrische Entladungen; Positive Strahlen, erzeugt durch radioaktive Körper (α-Strahlen); Positive Elektronen. Es folgen dann noch Literaturverzeichnis und Nachträge. Der Auffassung des Verfassers, daß die Annahme der Existenz freier positiver Elektronen nahe gelegt sei, kann ich nicht unbedingt zustimmen; die meisten Physiker halten wohl, trotz gewisser optischer Beobachtungen am Zeeman-Effekt bei festen Körpern und an magnetischen Rotationsspektren, an der unitarischen Version der Elektronentheorie fest. E.

Greinacher, Heinrich, Die Neueren Strahlen. VIII u. 130 S. mit 66 Abbildungen. Verlag von Ferdinand Enke in Stuttgart. 1909.

Die einzelnen Kapitel behandeln: Die Elektronenstrahlen (negative Strahlen) und zwar: 1. die langsamen Elektronenstrahlen, 2. die Kathodenstrahlen, 3. die β-Strahlen. Die positiven Strahlen: 1. α-Strahlen, 2. die Kanalstrahlen, 3. die Anodenstrahlen. Die elektrisch neutralen Strahlen: 1. die Röntgen- und γ-Strahlen, 2. die Röntgentechnik. Der Verfasser hat sich durch seine früheren größeren Publikationen und Arbeiten einen bestens bekannten Namen auf dem interessanten Gebiete der neueren Strahlen gemacht, und auch das vorliegende kleine Buch zeichnet sich durch anregende, klare und übersichtliche Darstellung aus, so daß es weitesten Kreisen wärmstens empfohlen werden kann. E.

Wien, W., Über Elektronen. 39 S. Verlag von B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1909. Kartoniert M. 1.40

Es handelt sich bei der kleinen Schrift um die zweite Auflage des rühmlichst bekannten meisterhaften Vortrages, den Professor W. Wien auf der 77. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte in Meran gehalten hat, ergänzt durch Anmerkungen über die Fortschritte, welche inzwischen auf dem rastlos bearbeiteten, unerschöpflich erscheinenden Gebiete der Elektronentheorie gemacht wurden, sowie durch eine ausführlichere Darstellung über die Relativitätstheorie, welche in der modernen erkenntnistheoretischen Physik eine so große Rolle zu spielen berufen zu sein scheint. E.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 3. 1910. Heft 3.

Über die Schwankungen der Frequenz und Intensität der Lichtbogenschwingungen.

Von **K. Vollmer.**

(Schluß.)

II. Die Schwankungen im lose gekoppelten Sekundärkreis.

A. Theoretischer Teil.

In der drahtlosen Telegraphie[1]), wie in der Meßtechnik läßt man die Lichtbogenschwingungen einwirken auf ein lose gekoppeltes Sekundärsystem (Empfangsstation, Meßkreis). Es ist demnach zu untersuchen, welche Wirkung die in den vorigen Abschnitten festgestellten Schwankungen der Intensität und Frequenz der Lichtbogenschwingungen auf einen lose gekoppelten Sekundärkreis ausüben.

Nach Fig. 2 sind die Schwingungen zweiter Art weder sinusförmig noch symmetrisch. Die Kurve läßt sich nach der Fourierschen Reihe zerlegen in Sinusschwingungen, von denen sich experimentell mit Hilfe eines Resonanzkreises eine ganze Reihe nachweisen läßt. Ist der auf die Grundwelle eingestimmte Meßkreis schwach gedämpft und lose gekoppelt, so ist die Wirkung der Oberwellen verschwindend neben der Wirkung der Grundwelle.

§ 21.

Einfluß der primären Intensitätsschwankungen.

Im folgenden soll zunächst der Einfluß der primären Intensitätsschwankungen berechnet werden.

---

1) Es ist hier zunächst angenommen, daß der Lichtbogen direkt in die Antenne eingeschaltet ist. Übrigens sind auch im Falle festerer Kopplung der Antenne (Sekundärkreis) mit einem Lichtbogenkreis nach § 29 die Schwankungen in der Antenne (Sekundärkreis) von derselben Art und Größe wie im einfachen Lichtbogenkreis.

Der Sekundärkreis sei auf die Grundwelle eingestimmt. Dann ist:

$$I_{2t} = \frac{L_{12} \frac{d I_{1t}}{d t}}{W_2},$$

I_{1t} Momentanwert der Grundwelle des Primärstromes I_c,
I_{2t} Momentanwert des Stromes im Sekundärkreis,
L_{12} Gegenseitiger Induktionskoeffizient,
W_2 Leistungswiderstand des Sekundärkreises.

$$I_{1t} = I_{1\,\max} \cdot \sin 2\pi n t$$

$$I_{2t} = \frac{L_{12}}{W_2} \cdot I_{1\,\max} \cdot 2\pi n \cdot \cos 2\pi n t$$

$$\frac{W_2}{2 L_2} \cdot \frac{1}{n} = \mathfrak{d}_2$$

$$I_{2\,\max} = \frac{L_{12} \cdot 2\pi n}{\mathfrak{d}_2 \cdot 2 L_2 n} \cdot I_{1\,\max}$$

$$I_{2\,\text{eff}} = \frac{\pi}{\mathfrak{d}_2} \cdot \frac{L_{12}}{L_2} I_{1\,\text{eff}}$$

Im Resonanzfalle ist hiernach der effektive Strom im Sekundärkreis proportional dem effektiven Strom im Primärkreis und daher in der gleichen Weise wie dieser abhängig von der Bogenspannung e_m (vgl. § 19).

Einfluß der primären Periodenschwankungen.

Entsprechend den in § 14 festgestellten Spannungsänderungen

$\varDelta e_s$ (Fig. 25 *a*) und
$\varDelta e_l$ (Fig. 25 *b*)

kann man die Schwankungen der Wellenlänge einteilen in:

1. sprungweise Änderungen $\varDelta \lambda_s$ und
2. langsame Änderungen $\varDelta \lambda_l$.

Wie wirken diese Schwankungen auf den Stromeffekt im Sekundärkreis?

§ 22.

Die schnellen sprungweisen und periodischen Änderungen der Wellenlänge.

Um den Einfluß beider Schwankungen getrennt untersuchen zu können, sei zunächst angenommen, daß die langsamen Änderungen $\varDelta l_l$

und $\Delta \lambda_t$ nicht vorhanden sind, sondern daß die Periode schnell schwankt in Zeiten, welche groß sind gegen die Periode der elektrischen Schwingung, hingegen klein gegen die Schwingungsdauer der Instrumente des Meß- bzw. Empfangskreises. Die Ausschläge werden dann nur einen Mittelwert geben, der nicht übereinstimmt mit den Ausschlägen ohne diese schnellen Periodenschwankungen. In welcher Weise dadurch die Resonanzkurve beeinflußt wird, soll im folgenden

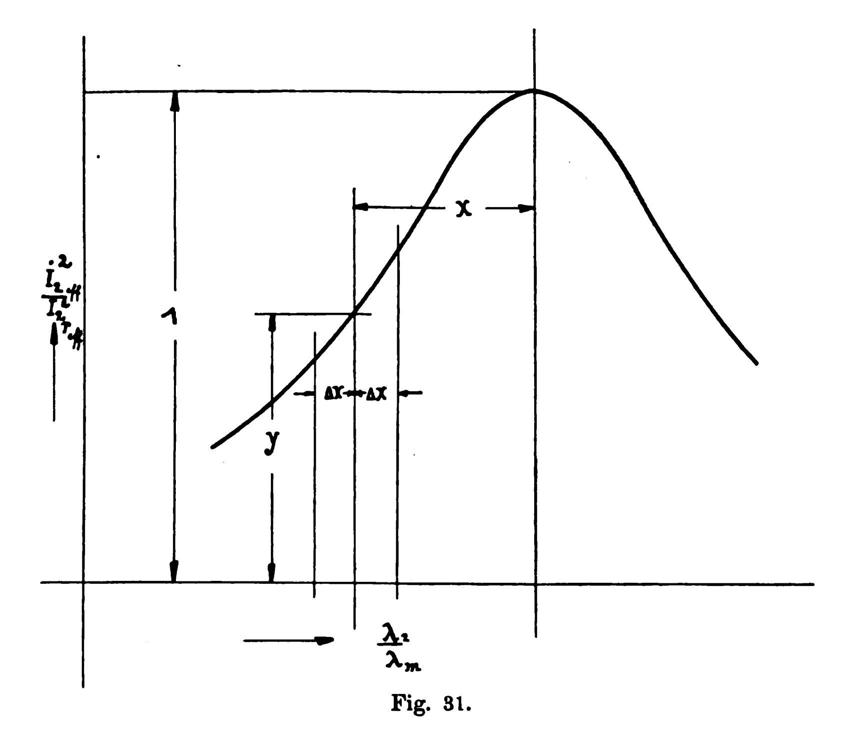


Fig. 31.

für einen Spezialfall berechnet werden unter besonderen, den tatsächlichen Verhältnissen sehr nahestehenden Bedingungen (vgl. Fig. 18).

Fig. 31 zeigt eine Resonanzkurve von der Gleichung:

$$\mathfrak{d} = x \cdot 2\pi \sqrt{\frac{y}{1-y}}$$

wo $\mathfrak{d}$ das Dekrement bezeichnet, x gleich ist der relativen Verstimmung der Welle des Sekundärkreises λ_2 gegen die mittlere Wellenlänge λ_m des Primärkreises:

$$x = \frac{\lambda_m - \lambda_2}{\lambda_m} \text{ und}$$
$$y = \frac{I_2{}^2{}_{\text{eff}}}{I_2{}^2{}_{r\,\text{eff}}}.$$

$I_2{}^2{}_{\text{eff}}$ bezeichnet den Stromeffekt im Sekundärkreis, $I_2{}^2{}_{r\,\text{eff}}$ dasselbe bei Resonanz.

Es sei angenommen, daß die einzelnen Sprünge $\Delta\lambda_s$ gleich groß sind und die Wellenlänge linear anwächst von

$$\lambda_m - \Delta\lambda_s \text{ bis}$$
$$\lambda_m + \Delta\lambda_s.$$

Der Stromeffekt im Sekundärkreis ist dann nicht mehr $I_2{}^2{}_{\text{eff}}$, sondern $I_2{}^2{}_{s\,\text{eff}}$ und

$$y_s = \frac{I_2{}^2{}_{s\,\text{eff}}}{I_2{}^2{}_{r\,\text{eff}}}.$$

y_s ist bei den oben gemachten Ausnahmen der einfache Mittelwert aus dem von $\pm\Delta x$ bestrichenen Teil der Resonanzkurve (vgl. Fig. 31), also:

$$y_s = \frac{I_2{}^2{}_{s\,\text{eff}}}{I_2{}^2{}_{r\,\text{eff}}} = \frac{1}{2\,\Delta x}\int\limits_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} y\,dx,$$

$$= \frac{1}{2\,\Delta x}\cdot\frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\int\limits_{x-\Delta x}^{x+\Delta x}\frac{dx}{x^2 + \left(\frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\right)^2}$$

$$= \frac{1}{2\,\Delta x}\cdot\frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\int\limits_{x-\Delta x}^{x+\Delta x}\text{arc tg}\,\frac{2\pi}{\mathfrak{d}}$$

$$= \frac{1}{2\,\Delta x}\cdot\frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\left[\text{arc tg}\,\frac{2\pi}{\mathfrak{d}}(x+\Delta x) - \text{arc tg}\,\frac{2\pi}{\mathfrak{d}}(x-\Delta x)\right]$$

Diese Formel wird auch bei Reihenentwickelung nicht durchsichtig; den Einfluß der schnellen Spannungssprünge erkennt man am besten an einem Beispiel:

Spannungssprung $\pm\Delta e = \pm 2$ Volt aus Fig. 22.

Fig. 7 gibt für

$$\lambda_0 = 800 \text{ m},$$
$$C = 0{,}76 \cdot 10^{-3} \text{ und}$$
$$I_g = 2 \text{ Ampere:}$$
$$\operatorname{tg} \alpha \sim 0{,}2.$$
$$\Delta x = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta e \operatorname{tg} \alpha}{\lambda} = \frac{2 \cdot 0{,}2}{800}$$
$$= 0{,}5 \cdot 10^{-3}.$$

Für $\Delta x = 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ und
$$\mathfrak{d} = 5 \cdot 10^{-3}$$

ist in Fig. 32 die „verzerrte Resonanzkurve" gezeichnet. Zum Vergleich ist die richtige Resonanzkurve ohne Spannungssprünge ($\Delta x = 0$) eingetragen.

Eine schnelle gleichmäßige Schwankung der Wellenlänge drückt also den Maximalwert herunter und verbreitert die Resonanzkurve.

Würde man, wie das üblich ist, die Dämpfung [1]) dadurch bestimmen, daß man den Ausschlag im Sekundärkreis durch Verstimmung auf den halben Resonanzausschlag einstellt, so würde die verzerrte „Resonanzkurve" ein Dekrement ergeben:

$$\mathfrak{d} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ gegen den richtigen Wert}$$
$$\mathfrak{d} = 5 \cdot 10^{-3}.$$

Ähnlich wie Δe_s und $\Delta \lambda_s$ wirkt naturgemäß jede periodisch wiederkehrende schnelle Schwankung der Periode. Als experimentelles

Tabelle 18 (Fig. 33).

„Resonanzkurven" einer Lampe mit Quermagnetfeld (Lorenz-A.-G.).

$\lambda = 2000$ m, $C_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ MF, $I_g = 2{,}3$ Amp.
Eigendämpfung des Sekundärkreises $\mathfrak{d} = 0{,}012$,
C_2 Kondensator des Sekundärkreises,
I_2^2 Stromeffekt im Sekundärkreise,
1, 2, 3 kurz nacheinander aufgenommene Versuchsreihen.

C_2		$\frac{I_2^2 \text{eff}}{I_{2r}^2 \text{eff}}$	
	1	2	3
	●	×	o
1420	10	9	
1430	18	17	8
1440	53	52	47
1450	100	100	100
1460	75	69	78
1470	60	56	54
1480	58	51	47
1490	45	27	21
1500	20	17	8
1510	10	7	4

1) Vgl. später S. 247 Anm.

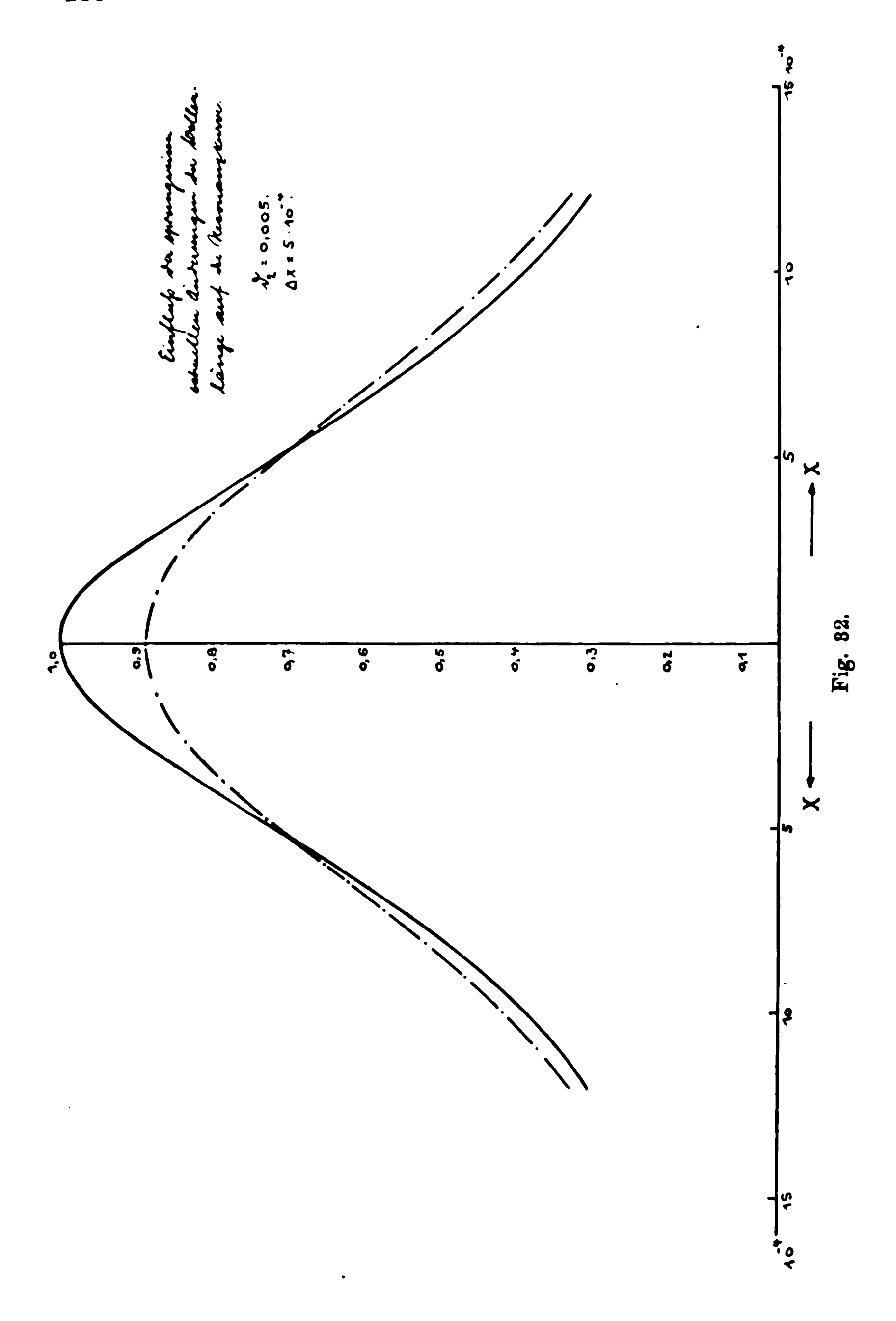


Fig. 82.

Beispiel zeigt Fig. 33 (Tabelle 18) „Resonanzkurven“

(1. ▬•▬•▬
2. ····×····×····
3. ▬•▬o▬•▬o▬•▬)

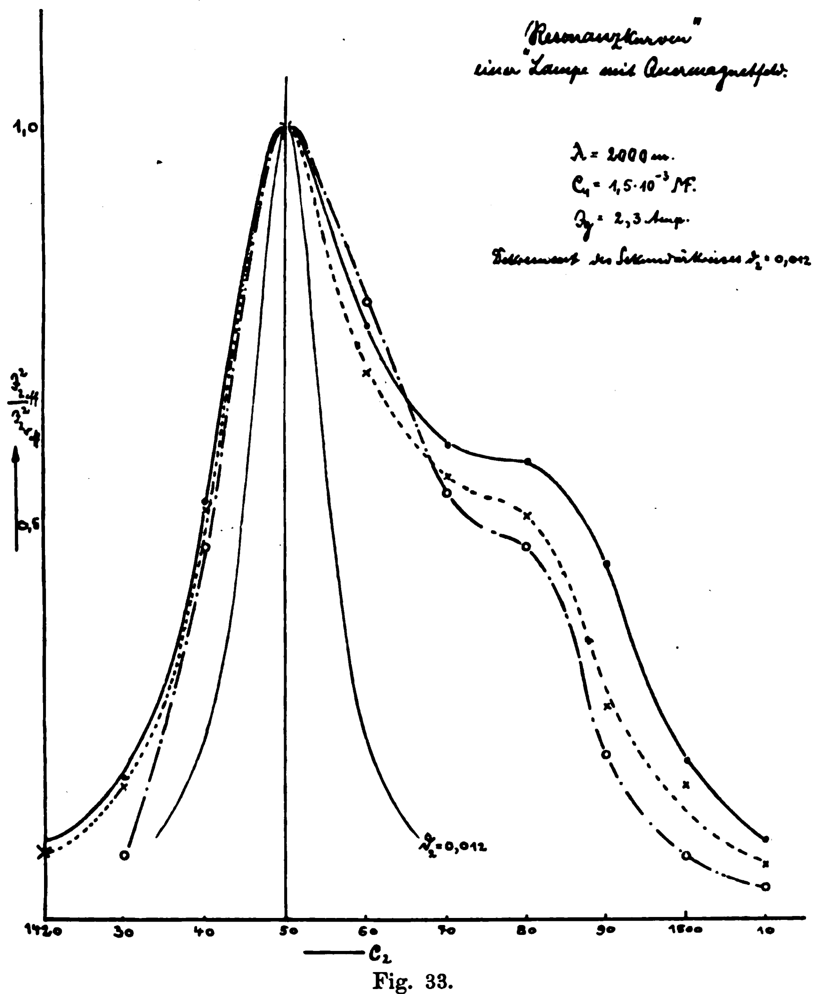


Fig. 33.

einer unter verhältnismäßig günstigen Bedingungen

$$(C_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{MF},$$
$$\lambda_0 = 2000\ \mathrm{m})$$

brennenden Lampe mit Quermagnetfeld. Die 3 Resonanzkurven wurden sofort nacheinander aufgenommen. Die der Eigendämpfung des Resonanzkreises ($\mathfrak{d} = 0{,}012$) entsprechende Resonanzkurve ist in die Fig. 33 eingetragen. Man sieht auf den ersten Blick die starke Verbreiterung der „Resonanzkurven", die nur die Folge einer starken periodischen Schwankung der Wellenlänge sein kann, welche wieder hervorgerufen sind durch Spannungsschwankungen (vgl. § 12 und 14).

Die eigenartige Form der „Resonanzkurven" findet ihre Erklärung in dem zeitlichen Gesetz der Spannungs- und Periodenänderung. Verliefe die Schwankung der Periode zeitlich symmetrisch zu einer Mittellinie, so würden auch die verzerrten „Resonanzkurven" symmetrisch sein. Offenbar ist aber die Änderung nicht symmetrisch, wie das auch nach der in § 12 gegebenen Beschreibung des Vorganges zu erwarten ist, daher sind auch die beiden Hälften der „Resonanzkurven" verschieden.

§ 23.

Die langsamen Änderungen der Periode.

Im folgenden soll der Einfluß der langsamen Änderungen der Spannung Δe_l und der Wellenlänge $\Delta \lambda_l$ besprochen werden, also der Änderungen, die langsam sind gegen die Eigenschwingung der Aufnahmeapparate, so daß sie von diesen registriert werden. Von der soeben besprochenen Verzerrung der Resonanzkurve durch die schnellen Spannungssprünge soll hier abgesehen werden, da sie ohne starkes Magnetfeld erst bei sehr kleinen Dekrementen (unter 0,01) eine merkliche Wirkung ausüben. Dann ist folgendes zu erwarten:

Einmal hängt die Wirkung auf den Sekundärkreis ab von der Dämpfung $\mathfrak{d}$ des Sekundärkreises, zweitens auch von der Verstimmung der Sekundärwelle λ_2 gegen die mittlere primäre Wellenlänge λ_m; die Wirkung einer Periodenänderung ist offenbar größer an den steilen Seitenästen als im oberen Teile der Resonanzkurve.

1. Einfluß der Dämpfung im Sekundärkreis.

Ist

$$\Delta x = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_m}$$

so klein, daß der in ihrem Bereich (vgl. Fig. 31) liegende Teil der Resonanzkurve als geradlinig angesehen werden kann, so ist:

$$\Delta y = \Delta x \cdot \frac{dy}{dx}$$

$$x^2 = \left(\frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\right)^2 \frac{1-y}{y}$$

$$\frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{dy}{dx} = -2\left(\frac{2\pi}{\mathfrak{d}}\right)^2 x\,y^2$$

$$= -\frac{4\pi}{\mathfrak{d}} \sqrt{y^3 - y^4}.$$

Bleibt die Verstimmung x dieselbe, also y konstant, so ist bei gleichem Δx:

$$\Delta y \cdot \mathfrak{d} = \text{konst.}$$

d. i. die Asymptotengleichung einer Hyperbel. Bei gleichen Änderungen

$$\Delta x = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_m}$$

im Primärkreis nehmen die Schwankungen Δy im Sekundärkreis mit abnehmender Dämpfung sehr stark zu. Dies ist der Grund, aus dem gerade das Messen kleiner Dekremente mit Hilfe der Bogenlampenschwingungen infolge der Schwankungen erschwert wird.

2. Einfluß der Verstimmung.

Aus der Gleichung:

$$\frac{\Delta y}{\Delta x} = -2\left(\frac{2\pi}{\mathfrak{d}}\right)^2 x \cdot y^2$$

$$\Delta y = -\Delta x \frac{\mathfrak{d}^2}{2\pi^2} \cdot \frac{x}{\left(\frac{\mathfrak{d}^2}{4\pi^2} + x^2\right)^2}$$

folgt weiter:

a) Bei gleichem Δx hängt Δy ab von der Verstimmung x, die Resonanzkurve ist also in ihrem Verlauf gegen Periodenschwankungen verschieden „empfindlich".

Das Maximum der „Empfindlichkeit" liegt bei $y = 0{,}75$.

b) Δy kann negativ oder positiv sein, je nachdem x negativ oder positiv ist, d. h. die Wirkung der Periodenänderung auf den Sekundärkreis ist verschieden, je nachdem

$$\lambda_2 < \lambda_m \quad \text{oder}$$
$$\lambda_2 > \lambda_m .$$

B. Experimenteller Teil.

§ 24.

Die Untersuchungsmethode.

Experimentell läßt sich der Einfluß der Schwankungen der Intensität und Periode auf den lose gekoppelten Sekundärkreis feststellen, indem man den Stromeffekt im Sekundärkreis als Funktion der Zeit ermittelt. Dies zeigt der folgende Abschnitt.

Auf den Sekundärkreis wirken naturgemäß die Schwankungen sowohl der Intensität wie der Periode. Wenn es gelingt, beide Einflüsse voneinander zu trennen, so hat man in dem zeitlichen Verlauf der Intensität im Sekundärkreis gleichzeitig ein Maß für die Größe und Art der Intensitäts- und Periodenschwankungen im Primärkreis, also eine zweite Methode zur Bestimmung der Größe der Schwankungen. Dies läßt sich in folgender Weise erreichen:

Der primäre Schwingungskreis I (Fig. 34) wirkt gleichzeitig auf 2 Resonanzkreise II und III. Kreis II ist durch einen Widerstand r so stark gedämpft ($\mathfrak{d} = 0{,}9$), daß die Periodenschwankungen der Lampe den Stromeffekt in II nicht beeinflussen. Kreis III ist schwach gedämpft und daher „periodenempfindlich". Das Eigendekrement betrug $\mathfrak{d}_{III} = 0{,}01$ und konnte durch Widerstände r_{III} beliebig erhöht werden.

Der Verlauf des Stromeffektes in den beiden Kreisen II und III wurde in folgender Weise photographisch registriert. Die Thermoelemente Th beider Kreise sind mit 2 Spiegelgalvanometern G verbunden, auf deren Spiegel die Strahlen einer Nernstlampe N fallen. Die von den Spiegeln zurückgeworfenen Strahlen werden auf einer rotierenden Trommel R zu Lichtpunkten vereinigt, die sich entsprechend den Galvanometerausschlägen auf einem um die Trommel gelegten lichtempfindlichen Streifen bewegen. Der Nullpunkt wird durch einen dritten von einem Hohlspiegel H auf die Trommel geworfenen Lichtpunkt angezeigt. Um die Aufzeichnungen der Kreise II und III zu unterscheiden, wird der Strahlengang nach dem Galvanometer III durch ein Pendel P teilweise unterbrochen, so daß auf der Trommel eine punktierte Kurve gezeichnet wird, während die andere Kurve ausgezogen ist.

§ 25.

Beispiele der Untersuchung.

Ein Beispiel solcher Aufnahmen gibt Fig. 35. In Fig. 35a u. b ist der Meßkreis III absichtlich gegen den Primärkreis verstimmt, im Falle a ist die Kapazität C_{III} kleiner als C_{III_r} bei Resonanz, Abnahme

der Primärwellenlänge bewirkt also Vergrößern des Ausschlags, umgekehrt ist die Kapazität bei *b* größer als C_{III_r}, die Wirkung ist umgekehrt. Im Falle *a* wirken die primären Intensitäts- und Periodenschwankungen in gleichem Sinne, weil nach § 7 eine Abnahme der Bogenspannung e_m die Wellenlänge verkleinert und die Primärintensität erhöht; im Falle *b* wirken beide Einflüsse einander entgegen, Kurven *b* sind also Spiegelbilder (vgl. § 23 S. 221).

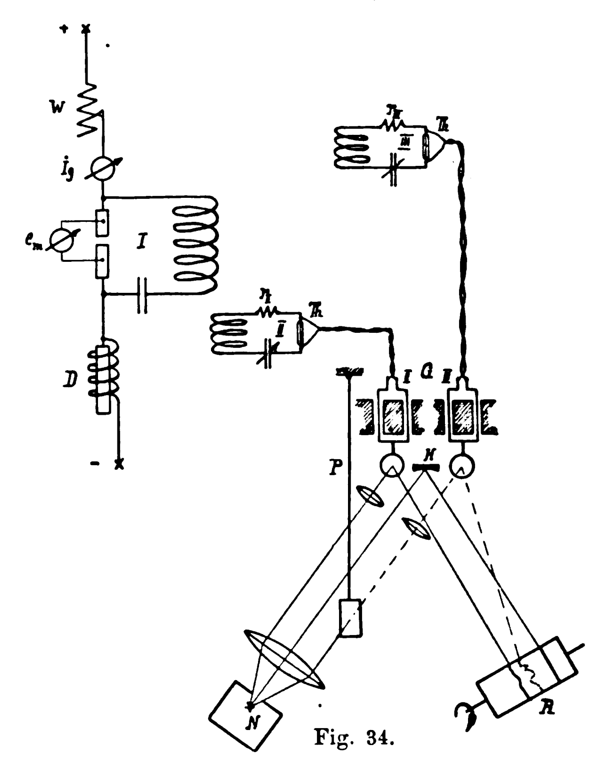


Fig. 34.

Bei Fig. 35c ist der Periodenkreis auf Resonanz eingestellt. Man sieht, wie die Periode des Lampenkreises um die Eigenperiode des Resonanzkreises *III* herumpendelt; bald sind beide Kurven „gleichsinnig", bald „spiegelsinnig".

Der Einfluß der Intensitätsschwankung auf die „Periodenkurve" läßt sich dadurch eliminieren, daß man den Ausschlag α_{III_t} multipliziert mit dem Verhältnis

$$\frac{\alpha_{II_0}}{\alpha_{II_t}},$$

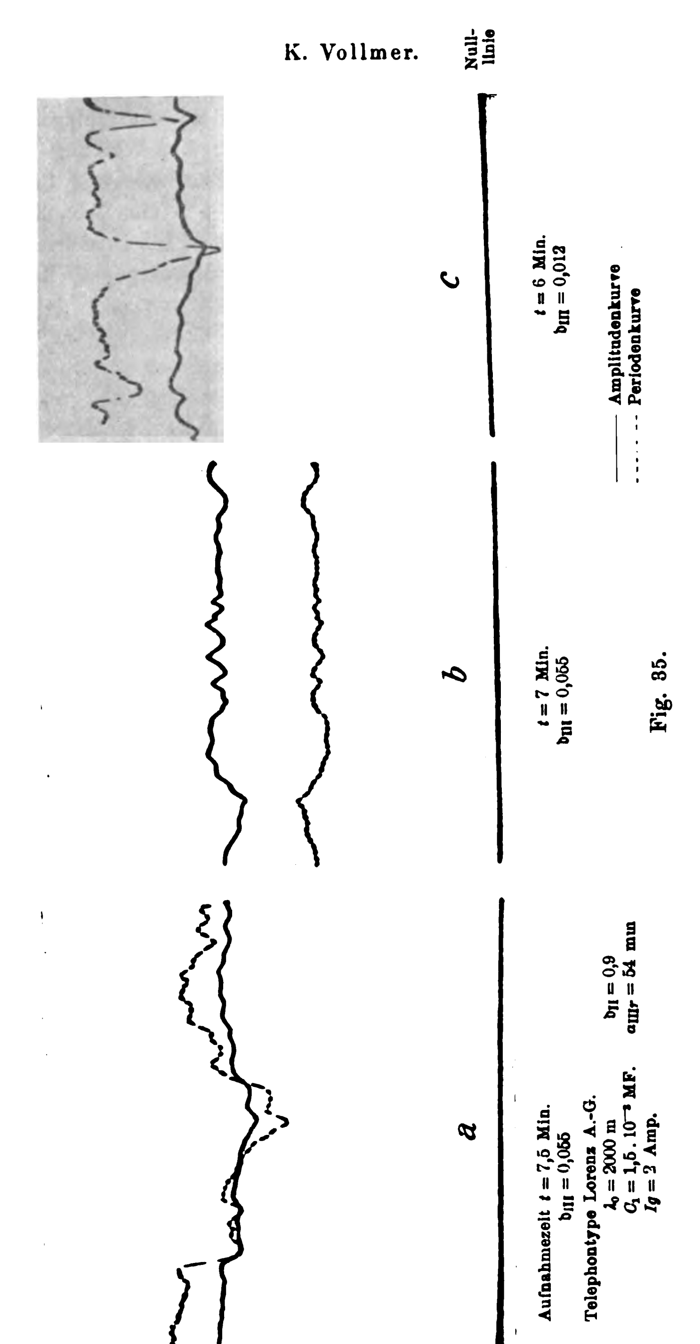

Null-linie
a
b
c
t = 6 Min.
b_III = 0,012
t = 7 Min.
b_III = 0,055
Aufnahmezeit t = 7,5 Min.
b_III = 0,055
Telephontype Lorenz A.-G.
λ0 = 2000 m
C1 = 1,5 . 10^-3 MF.
Ig = 2 Amp.
b_II = 0,9
a_IIIr = 54 mm
Amplitudenkurve
Periodenkurve

Fig. 35.

α_{II_0} Galvanometerausschlag im Intensitätskreis II zu Anfang der Messung,

α_{II_t} Galvanometerausschlag im Intensitätskreis II zur Zeit t.

Diese Korrektur ist bei den folgenden Aufnahmen nicht durchgeführt worden, weil sie verhältnismäßig nur gering ist und weil es wegen der gänzlich willkürlichen Änderung der Spannung am Bogen e_m und damit der Intensität und Periode nur auf die Bestimmung der Größenordnung der Schwankung ankommen kann.

Fig. 36—39 sind Aufnahmen der verschiedenen Lampentypen. Die Daten des Primärkreises waren in allen Fällen gleich:

$$C = 1{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ MF},$$
$$L = 755\,000 \text{ cm},$$
$$\lambda_0 = 2000 \text{ m}.$$

Sämtliche Aufnahmen wurden erst nach längerer Brennzeit gemacht, nachdem sich bezüglich der Erwärmung, Gaszufuhr, Abbrand usw. der stationäre Zustand eingestellt hatte.

Damit die Periodenschwankungen immer in gleichem Sinne auf den Sekundärkreis einwirken, wurde der Ausschlag α_{III} des Periodenkreises durch Verkleinern der Kapazität C_{III} auf etwa den halben Wert des Ausschlages α_{III_r} bei Resonanz gebracht. Der Resonanzausschlag α_{III_r} wurde kurz vor jeder Aufnahme bestimmt.

1. Die Lampe der Reichsanstalt und die Telephontype der Lorenz-Aktiengesellschaft.

Die Fig. 36 und 37 sind Aufnahmen mit der Lampe der Reichsanstalt und der Telephontype der Lorenz-Aktiengesellschaft[1]) (§ 11) bei verschiedenen Dämpfungen im Sekundärkreis. Die Schwankungen nehmen mit abnehmender Dämpfung stark zu (§ 23). Ein Unterschied der beiden Lampen bezüglich der Größe und Art der Schwankungen der Intensität und Periode ist nicht zu erkennen.

2. Die Lampe der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.

Auch die Aufnahme mit der Lampe der Gesellschaft für draht-

1) Um regelmäßiges Brennen zu erzielen, wurde auf möglichst gleichmäßige Zufuhr von Alkohol geachtet. Dies läßt sich gut erreichen dadurch, daß man die Kohle durchbohrt, so daß der heruntertropfende Alkohol nicht auf die Elektrodenfläche fällt.

Es kommt vor, daß sich auf der Kohle ein Ansatz von Kohlenstoff bildet. Man kann dies verhindern durch Zusatz von etwas Wasser zum Alkohol.

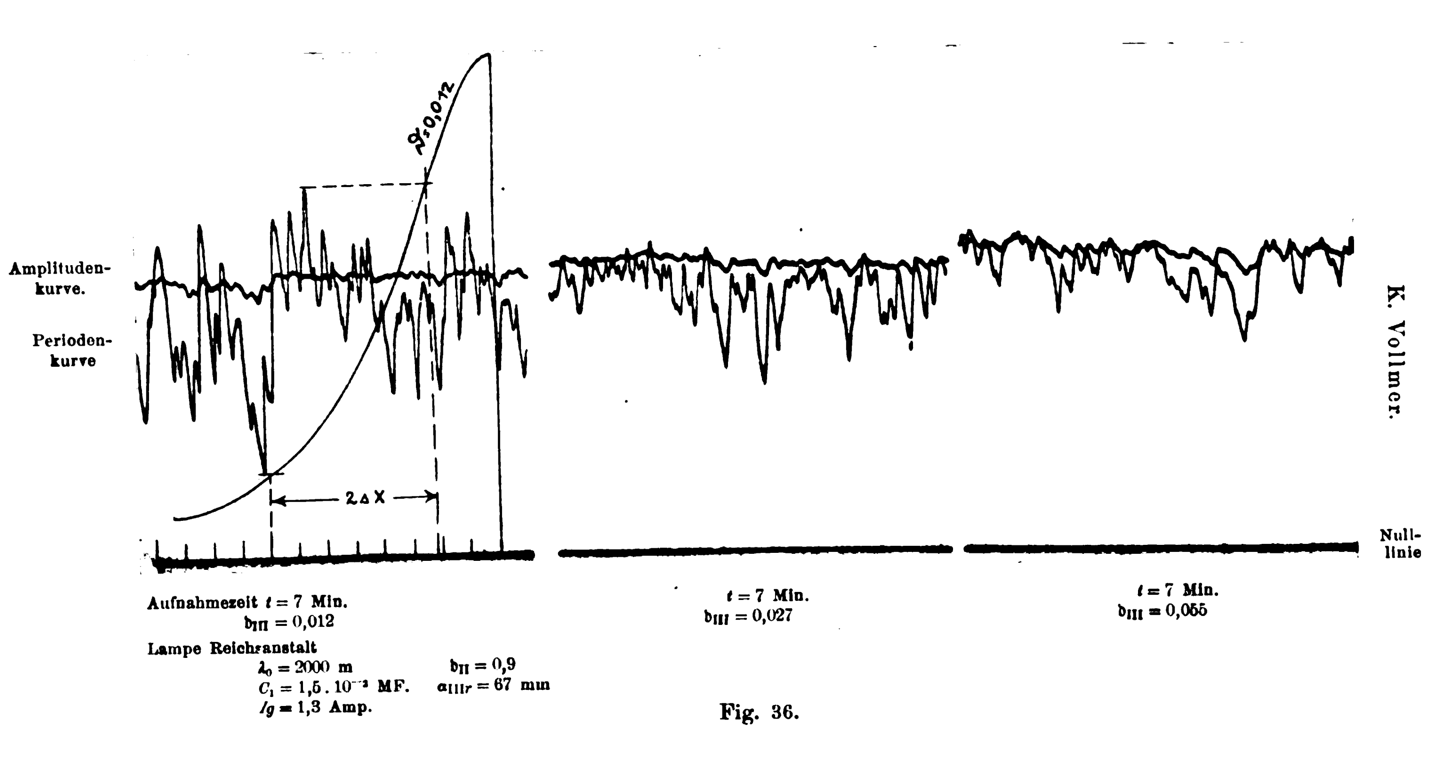

Amplituden-
kurve.
Perioden-
kurve
b=0,012
2ΔX
Null-
linie
Aufnahmezeit t = 7 Min.
b_III = 0,012
Lampe Reichsanstalt
λ_0 = 2000 m
C_1 = 1,5 . 10^-3 MF.
Ig = 1,3 Amp.
b_II = 0,9
α_IIIr = 67 mm
t = 7 Min.
b_III = 0,027
t = 7 Min.
b_III = 0,055

Fig. 36.

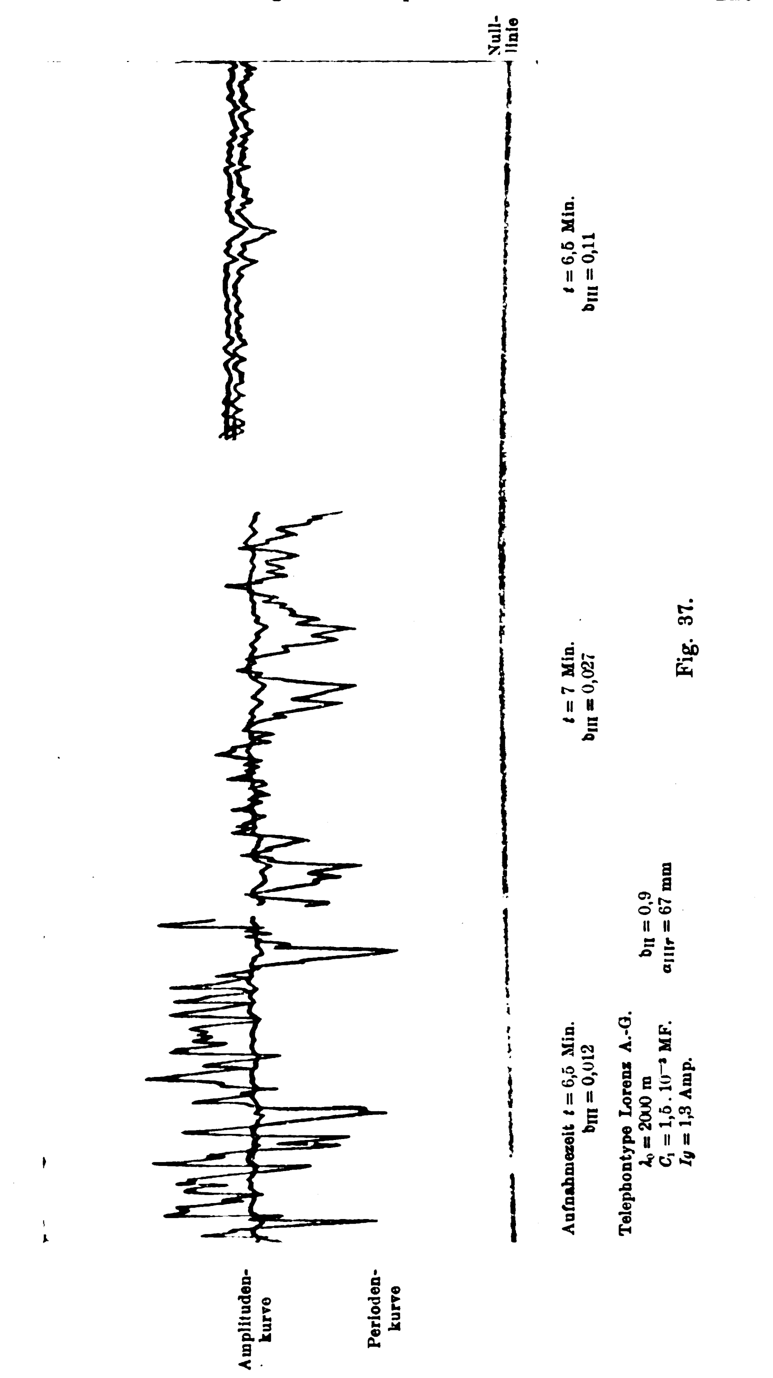

Null-
linie
t = 6,5 Min.
b_{III} = 0,11
t = 7 Min.
b_{III} = 0,027
Aufnahmezeit t = 6,5 Min.
b_{III} = 0,012
Telephontype Lorenz A.-G.
λ_0 = 2000 m
$C_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ MF.
I_g = 1,3 Amp.
b_{II} = 0,9
a_{IIIr} = 67 mm
Amplituden-
kurve
Perioden-
kurve

Fig. 37.

Amplituden-kurve

Perioden-kurve

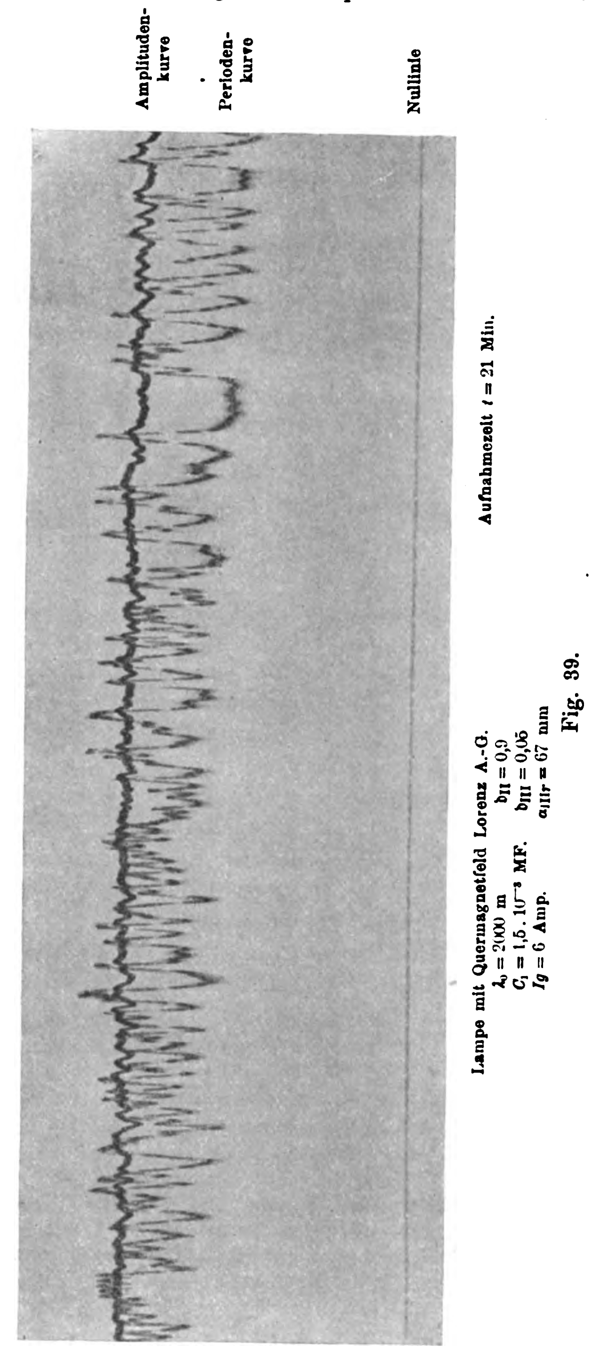
Nullinie

Aufnahmezeit t = 19 Min.

Lampe Telefunken
$\lambda_0 = 2000$ m
$C_1 = 1{,}5 \,.\, 10^{-3}$ MF.
$I_g = 1{,}3$ Amp.

$b_{II} = 0{,}9$
$b_{III} = 0{,}012$
$a_{IIIr} = 67$ mm

Fig. 38.



Aufnahmezeit $t = 21$ Min.

Lampe mit Quermagnetfeld Lorenz A.-G.

$\lambda_0 = 2000$ m $\quad b_{II} = 0,9$

$C_1 = 1,5 \cdot 10^{-3}$ MF. $\quad b_{III} = 0,05$

$I_g = 6$ Amp. $\quad a_{IIIr} = 67$ mm

Fig. 39.

lose Telegraphie (Fig. 38) zeigt keine wesentlichen Abweichungen. Das allmähliche Fallen der Kurven ist eine Folge des Abbrandes, der bei der Telefunkenlampe wegen der stärkeren Luftzufuhr größer zu sein scheint, als bei den anderen Lampen.

3. Lampe mit Quermagnetfeld der Lorenz-Aktiengesellschaft.

Fig. 39 zeigt eine Aufnahme an einer Lampe mit starkem Quermagnetfeld. Die Lampe wurde mit Hilfe des sogenannten Schwingungsanalysators[1]) auf gutes Brennen eingestellt. Wegen der in § 11 erwähnten stärkeren Schwankungen wurde das Dekrement des Sekundärkreises auf 0,055 erhöht.

Wie schon mehrfach erwähnt, können die Spiegelgalvanometer nur den langsamen Änderungen der Wellenlänge folgen.

Die schnellen, sprungweisen Änderungen der Periode.

Um auch die sprungweisen, schnellen Änderungen im Sekundärkreis als Periodenschwankungen nachzuweisen, wurde das träge Spiegelgalvanometer ersetzt durch ein Fadengalvanometer, das bei den früheren Aufnahmen benutzte Thermoelement (Eisen, Lötstelle, Konstantan im Vakuum) durch einen Kontakt-Detektor der Lorenz-Aktiengesellschaft, der eine bedeutend geringere Wärmeträgheit besitzt. Die Aufnahme wurde nach dem Prinzip des von der Lorenz-Aktiengesellschaft gebauten Lichtschreibers[2]) dadurch gewonnen, daß man auf das um die Trommel gelegte lichtempfindliche Papier einen Lichtstreifen parallel zur Trommelachse fallen läßt, in dessen Strahlengang man den Faden des Galvanometers bringt, so daß auf der Trommel anstatt des hellen Lichtpunktes ein durch ein Linsensystem vergrößerter schwarzer Punkt auf hellem Grunde entsteht. Da die Aufnahme wegen der schnellen Umlaufgeschwindigkeit der Trommel (ca. 7 Sek.) für die Vervielfältigung zu schwach ist, so ist die Kurve (Fig. 40) mit schwarzer Tusche nachgezogen. Wie man durch Vergleich mit Fig. 18 erkennt, sind die Schwankungen der Fig. 40 von der Häufigkeit der Spannungssprünge.

1) Der Schwingungsanalysator besteht aus einer Geißlerschen Röhre, welche man mit Hilfe eines Elektromotors rotieren läßt. Die Geißlersche Röhre wird mit den Kondensatorplatten eines Schwingungskreises verbunden, welcher mit dem Lichtbogenkreis gekoppelt und auf ihn abgestimmt ist. Stärkere Unregelmäßigkeiten der Periode und Intensität lassen sich auf diese Weise feststellen und so durch Änderung des Elektrodenabstandes und der Stromstärke die Lampe auf günstigstes Brennen einstellen.

2) H. Simon, Phys. Ztschr. X, S. 419, 1909.

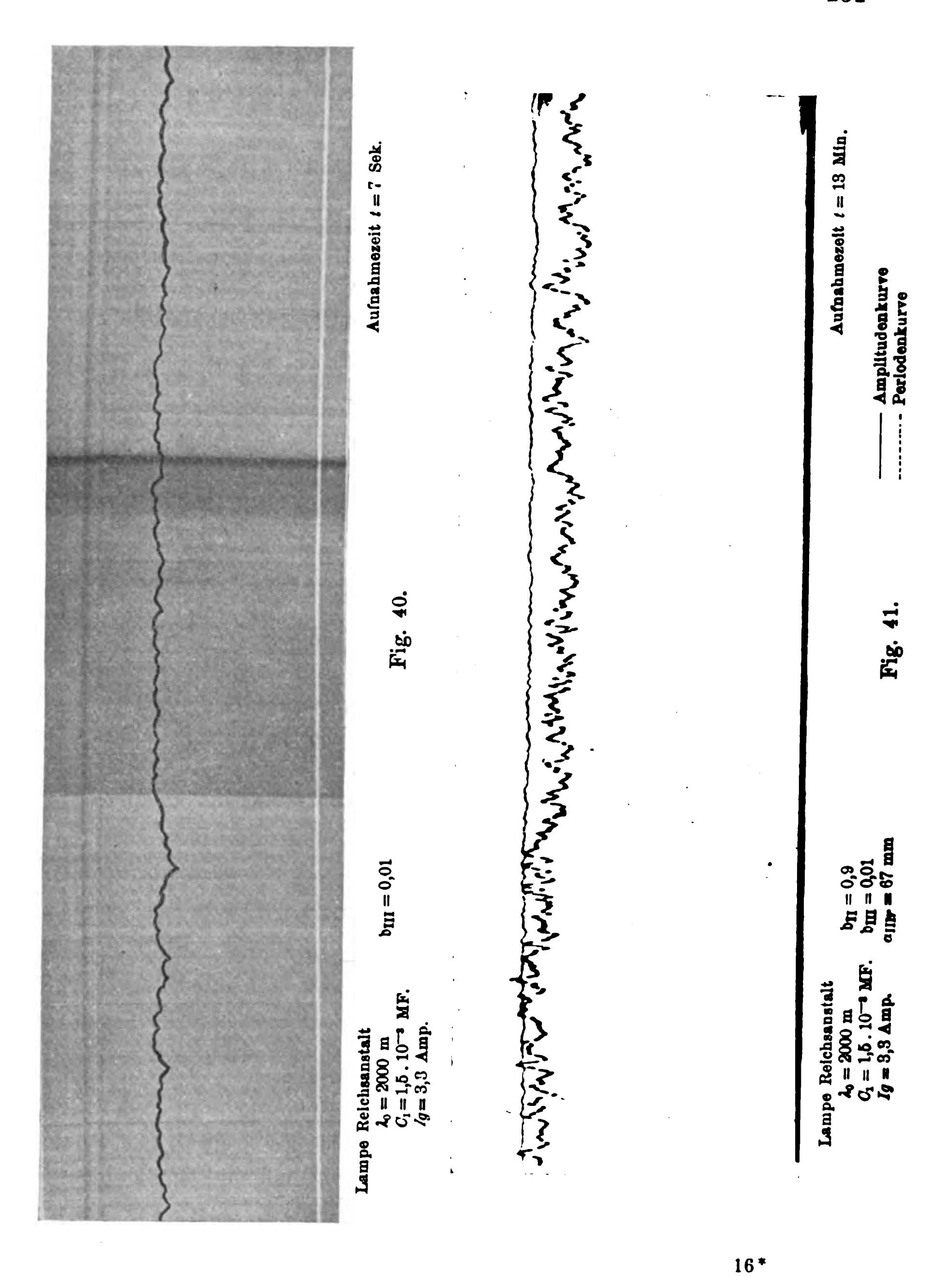

Lampe Reichsanstalt
$\lambda_0 = 2000$ m
$C_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ MF.
$I_g = 3{,}3$ Amp.
$b_{III} = 0{,}01$
Aufnahmezeit $t = 7$ Sek.
Lampe Reichsanstalt
$\lambda_0 = 2000$ m
$C_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ MF.
$I_g = 3{,}3$ Amp.
$b_{II} = 0{,}9$
$b_{III} = 0{,}01$
$a_{IIIr} = 67$ mm
Aufnahmezeit $t = 13$ Min.
Amplitudenkurve
Periodenkurve

Fig. 40.

Fig. 41.

§ 26.

Bestimmung der Größe der Periodenschwankungen aus den Aufnahmen.

Zeichnet man in die Aufnahmen Resonanzkurven (vgl. Fig. 36) von der Eigendämpfung des Kreises *III* und der Maximalamplitude α_{III_r}, wo α_{III_r} gleich ist dem Resonanzausschlag im Kreise *III* im Anfang der Aufnahme, so läßt sich die Größe $2\varDelta x$ der Periodenschwankung in der aus Fig. 36 ersichtlichen Weise bestimmen. α_{III_r} wurde kurz vor jeder Aufnahme gemessen, indem der Sekundärkreis auf Resonanz eingestellt wurde.

Nach dieser Methode ergeben die obigen als Beispiel gebrachten und unter gleichen Bedingungen (Kapazität, Wellenlänge, Stromstärke, Bogenlänge) gewonnenen Aufnahmen an den Lampen der Reichsanstalt, der Telephontype der Lorenz-Aktiengesellschaft und der Telefunkenlampe sehr angenähert denselben Wert

$$\frac{\varDelta\lambda}{\lambda} = \varDelta x = \pm \frac{30 \cdot 10^{-4}}{2},$$

$$\varDelta x = \pm 0{,}15\,\%$$

bei der Wellenlänge

$$\lambda_m = 2000 \text{ m},$$

der Kapazität $C_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ MF und der Stromstärke $I_g = 1{,}3$ Amp.

Die Werte $\varDelta x$ schwanken natürlich mit der Kapazität, Wellenlänge und Stromstärke (§ 7 und später § 29).

Einen wesentlich größeren Wert erhält man trotz der bedeutend größeren Stromstärke

$$I_g = 6 \text{ Amp.}$$

aus der Aufnahme der Lampe mit Quermagnetfeld

$$\frac{\varDelta\lambda}{\lambda} = \varDelta x = \pm \frac{65}{2} \cdot 10^{-4},$$

$$= \pm 0{,}33\,\%.$$

§ 27.

Die günstigsten Aufnahmen.

Die Fig. 36—39 wurden vor den eingehenden Untersuchungen über den Einfluß der verschiedenen Faktoren auf die Größe der Schwankungen gewonnen. Von besonderer Wichtigkeit ist es, zu untersuchen, wie weit sich die Schwankung unter den günstigsten Um-

ständen herabdrücken läßt. Es wurden deshalb zum Schluß unter Berücksichtigung der im Abschnitt I. A. gewonnenen Resultate und Erfahrungen noch einige Aufnahmen gemacht, um die im günstigsten Falle zu erreichende Konstanz festzustellen.

Um dies zu erreichen, muß vor allem Δe klein sein. Daher nach § 14 S. 159

1. Bogenlänge l möglichst klein,
2. Stromstärke I_g möglichst groß.

Außerdem stellt § 7 für kleines $\operatorname{tg}\alpha$ folgende Forderungen:

3. Kapazität C möglichst klein,
4. Stromstärke I_g möglichst groß.

Es sind also 3 Bedingungen (2 und 4 sind gleich) zu erfüllen, welche nach den Versuchen in § 7 und § 19, Fig. 29 einander entgegenwirken. Denn bei gleicher Bogenlänge setzen die Schwingungen bei um so kleinerer Stromstärke I_g aus, je kleiner die Kapazität C_1 ist, so daß man auch in der sonst günstigen Verkleinerung der Kapazität an eine Grenze gebunden ist. Nach 2 und 3 muß also

$$\frac{\text{Stromstärke } I_g}{\text{Kapazität } C_1} \text{ möglichst groß sein.}$$

Es wurden nach diesen Gesichtspunkten für zwei verschiedene Wellenlängen

$$\lambda_0 = 2000 \text{ m} \quad \text{und}$$
$$\lambda_0 = 730 \text{ m}$$

die günstigsten Bedingungen aufgesucht und bei diesen mit der Lampe der Reichsanstalt die Aufnahmen Fig. 41—43 erhalten.

Für Fig. 41 und 42 gelten folgende Daten:

$$\lambda_0 = 2000 \text{ m}, \; C_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ MF und } I_g = 3{,}3 \text{ Amp.}$$

Wie Fig. 41 zeigt, ist die Schwankung erheblich geringer als bei den Aufnahmen Fig. 36—39. Die Grenzen der Schwankungen sind:

1. Schwankung der Intensität:

$$\pm 2\,^0/_0,$$

2. Schwankung der Periode:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \Delta x = \pm \frac{6}{2} \cdot 10^{-4}$$
$$= \pm 0{,}03\,^0/_0.$$



Da bei diesen Aufnahmen ohne Quermagnetfeld die Schwankungen der Intensität nur gering sind und daher weniger interessieren, so wurde auf den folgenden Aufnahmen Fig. 42—44 das Galvanometer des Intensitätskreises *II* (Fig. 34) durch geeignete Widerstände verbunden mit den Bogenelektroden. Die ausgezogene Kurve gibt also die Spannung am Bogen e_m[1]) an.

In Fig. 42 sind die Grenzen der Schwankungen:

1. Schwankung der Bogenspannung e_m:

$$\Delta e = \pm 3 \text{ Volt.}$$

2. Schwankung der Periode:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \Delta x = \pm 0{,}03\ \%.$$

Die Schwankungen müssen nach § 7 und § 23 (vgl. auch § 30) größer bei kleineren Wellenlängen sein. Das zeigt Fig. 43, für die folgende Daten gelten:

$$\lambda_0 = 730 \text{ m}, \quad C_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ MF}, \quad I_g = 3{,}3 \text{ Amp.}$$

Aus der Fig. 43 erhält man als Grenzen der Schwankungen:

1. Schwankung der Bogenspannung e_m:

$$\Delta e = \pm 4{,}5 \text{ Volt.}$$

2. Schwankung der Periode:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \Delta x = \pm 0{,}185\ \%.$$

Die Werte der Grenzen der Periodenschwankungen stimmen der Größenordnung nach gut mit den von v. Traubenberg[2]) gemachten Angaben:

$$\Delta x = 0{,}035\ \% \text{ bei } \lambda = 1670 \text{ m} \quad \text{und}$$
$$\Delta x = 0{,}1\ \% \quad \text{,,} \quad \lambda = 800 \text{ m.}$$

§ 28.

Vergleich der beiden Methoden zur Bestimmung der Periodenschwankungen.

Wir haben soeben die Grenzen der Periodenschwankung aus der Schwankung der Stromintensität in einem lose gekoppelten Sekundär-

1) Übrigens lassen sich aus den Spannungsschwankungen leicht die Schwankungen des Gleichstromes I_g und damit nach § 19 die Schwankungen des Kondensatorstromes I_c berechnen.

2) l. c.

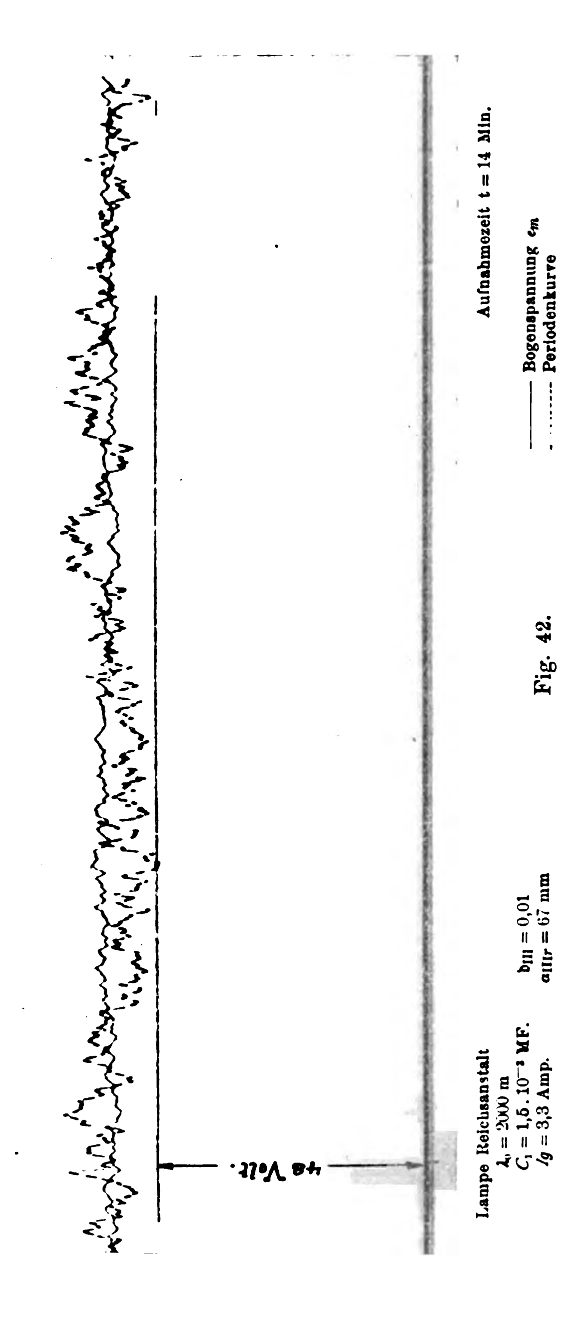
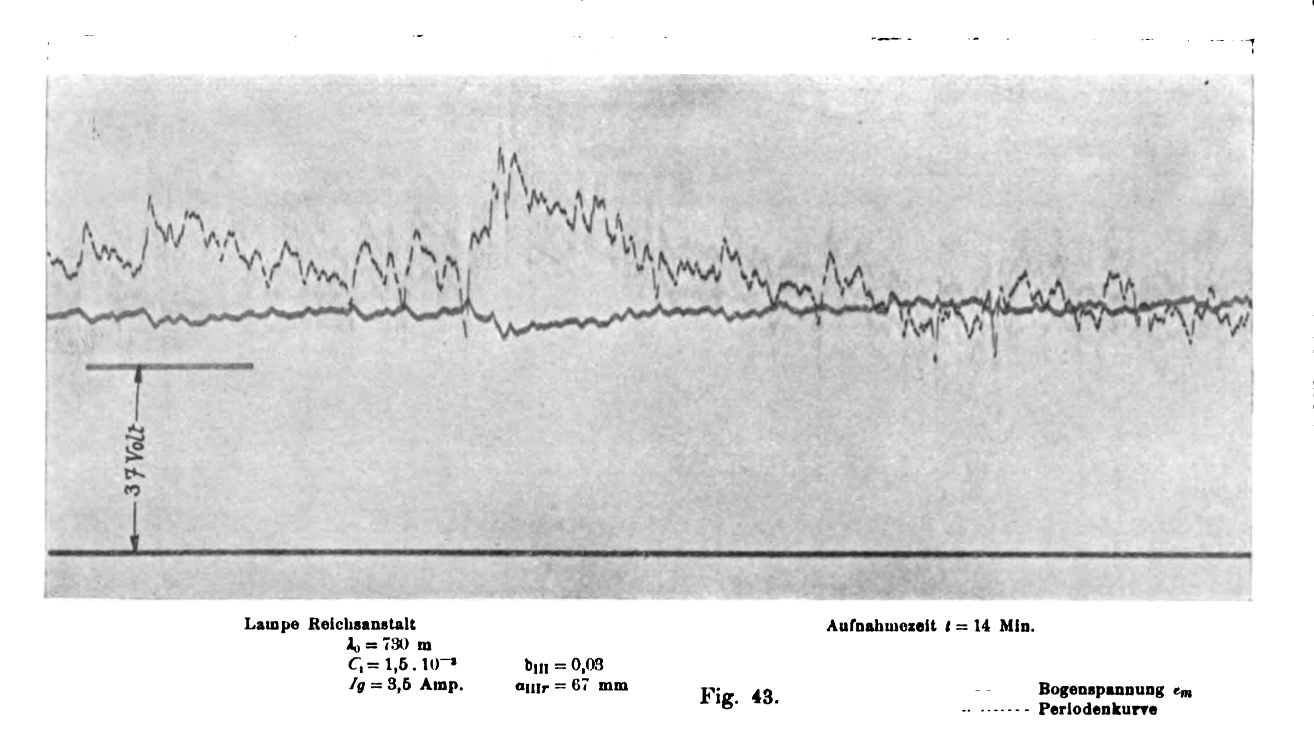

48 Volt.
Aufnahmezeit t = 14 Min.
Bogenspannung e_m
Periodenkurve
Lampe Reichsanstalt
λ_0 = 2000 m
$C_1 = 1,5 . 10^{-3}$ MF.
I_g = 3,3 Amp.
b_{III} = 0,01
a_{IIIr} = 67 mm

Fig. 42.



Lampe Reichsanstalt
$\lambda_0 = 730$ m
$C_1 = 1,5 \cdot 10^{-3}$
$I_g = 3,5$ Amp.

$\mathfrak{b}_{III} = 0,03$
$a_{IIIr} = 67$ mm

Aufnahmezeit $t = 14$ Min.

—— Bogenspannung e_m
.... Periodenkurve

Fig. 43.

kreise und der Resonanzkurve bestimmt. Nach Abschnitt I können wir auch direkt die Schwankung ermitteln aus den Grenzen, zwischen denen die Spannung e_m schwankt, zusammen mit den auf Fig. 7 gegebenen

$$\operatorname{tg}\alpha = f(\lambda, C, I_g) \text{ Kurven.}$$

Im folgenden sollen beide Methoden miteinander verglichen werden.

Wie im vorigen Paragraph schon erwähnt, wurde auf den Fig. 42 bis 44 gleichzeitig die „Periodenkurve" (punktiert) und die Spannung e_m [1]) aufgezeichnet.

Aus Fig. 42 kann man die Grenzen der Periodenschwankungen in folgender Weise bestimmen:

a)[2] Aus der Spannungsschwankung zusammen mit den

$$\operatorname{tg}\alpha = f(\lambda, C, Ig) \text{ Kurven (Fig. 7)}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \Delta x = \frac{\Delta e \operatorname{tg}\alpha}{\lambda}$$

in Fig. 42 findet man aus dem größten Wert der Spannung 58 Volt und der kleinsten Spannung 52 Volt

$$\Delta e = \pm \frac{58 - 52}{2} = \pm 3 \text{ Volt.}$$

Aus Fig. 7 findet man durch Interpolieren für

$$\begin{aligned} C_1 &= 1{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ MF,} \\ \lambda &= 2000 \text{ m und} \\ I_g &= 3{,}3 \text{ Ampere:} \\ \operatorname{tg}\alpha &= 0{,}18. \end{aligned}$$

Folgt:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \Delta\chi = \frac{3 \cdot 0{,}18}{2000} = 2{,}7 \cdot 10^{-4} = 0{,}027\,\%.$$

1) Die Kapazität des Sekundärkreises ist wieder kleiner gestellt als bei Resonanz, bei abnehmender Spannung e_m muß nach § 7 der Periodenausschlag steigen, beide Kurven müssen also „spiegelsinnig" verlaufen.

2) Diese Methode ist in ihrer Anwendung am einfachsten. $\operatorname{tg}\alpha$ findet man aus Fig. 7 durch Interpolieren, Δe indem man einige Zeit ein an den Bogen gelegtes Voltmeter beobachtet und die kleinste und größte Spannung abliest. Dann ist

$$\Delta x = \frac{e_m \max - e_m \min}{2} \cdot \frac{\operatorname{tg}\alpha}{\lambda}.$$

Anstatt Fig. 7 zu benutzen, kann man $\operatorname{tg}\alpha$ auch sehr schnell finden, indem man bei konstanter Stromstärke die Bogenlänge verändert, jedesmal λ und e_m mißt und dann $\lambda = f(e_m)$ aufträgt (vgl. § 7).

b) Aus der Periodenkurve (Fig. 42) zusammen mit der Resonanzkurve ($\mathfrak{d} = 0{,}01$):

$$\Delta x = + \frac{6}{2} \cdot 10^{-4}$$
$$= 0{,}03\,\%.$$

In derselben Weise lassen sich die Schwankungen aus der bei $\lambda_0 = 730$ m aufgenommenen Fig. 43 bestimmen. Man erhält:

a) aus der Spannungsschwankung zusammen mit den

$$\operatorname{tg}\alpha = f(\lambda, C, I_g) \text{ Kurven (Fig. 7)}$$
$$\Delta x = \pm \frac{\Delta e \operatorname{tg}\alpha}{\lambda} = \frac{4{,}5 \cdot 0{,}28}{730}$$
$$= 17{,}2 \cdot 10^{-4} = \pm\, 0{,}172\,\% \text{ und}$$

b) aus der „Periodenkurve" zusammen mit der Resonanzkurve ($\mathfrak{d} = 0{,}03$)

$$\Delta x = \pm\, 18{,}5\ 10^{-4} = \pm\, 0{,}185\,\%.$$

Beide Methoden geben also für beide Aufnahmen Fig. 42 u. 43 gute Übereinstimmung.

§ 29.

Die Schwankungen der Periode in fester gekoppelten Kreisen.

Es ist nach der Ursache und Art, wie sich die Periode und Intensität im Primärkreis ändern, anzunehmen, daß sich diese Schwankungen auch auf einen fester mit dem Primärkreis gekoppelten Sekundärkreis übertragen.

Wie schon in der Einleitung erwähnt, wurden hierüber nur orientierende Messungen (mit der Lampe der Reichsanstalt) ausgeführt. Die Koppelungsfrage bei den ungedämpften Schwingungen bedarf einer ganz besonderen Bearbeitung. Die Ergebnisse meiner orientierenden Messungen sind kurz folgende:

1. Eine steuernde oder beruhigende Rückwirkung des Sekundärkreises auf die Periode des Primärkreises, etwa derart, daß der Sekundärkreis die Zündungszeit im Primärkreis günstig beeinflußt[1]), wurde nicht beobachtet.

2. Die Schwankungen im lose mit dem Sekundärkreis gekoppelten Tertiärkreise (Meßkreis) sind, besonders bei kleinen Dekrementen im Sekundärkreis, größer als ohne Sekundärkreis. Dies ist eine Folge einmal

1) Barkhausen, Jahrb. l. c. S. 260. Tissot, C. R. **149**, 281, 1909, und Rev. Soc. 2. x. 1909, S. 435. Dieses Jahrb. III, 2, S. 189, 1909. Auch sonst stehen die in dem Tissotschen Aufsatz geäußerten Ansichten mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit mehrfach nicht im Einklang.



der größeren Intensitätsschwankungen im Sekundärkreis, die durch die dauernd sich ändernde Verstimmung zwischen Primär- und Sekundärkreis hervorgerufen werden, und dann auch davon, daß eine aus irgend einem Grunde (schlechte Stelle der Elektroden, Bogen am Elektrodenrande usw.) auftretende Unregelmäßigkeit durch den gekoppelten Kreis noch verstärkt wird (s. Fig. 44 *a* bis *b*).

3. Die Periodenschwankungen sind angenähert durch dieselben Beziehungen gegeben, wie die in § 7 gefundenen, also wesentlich durch die Kapazität, Stromstärke und die Schwankungen der Spannung e_m im Primärkreis. Wie weit etwa durch die Kapazität, Dämpfung und Koppelung des Sekundärkreises die Werte von $\operatorname{tg}\alpha$ (§ 7) geändert werden, ist eventuell durch besondere Versuche festzustellen.

Ein Beispiel der Schwankungsverhältnisse in fester gekoppelten Kreisen ist die Aufnahme Fig. 44. Für Fig. 44 gelten dieselben Verhältnisse wie für Fig. 43; nur wurde zwischen den Primärkreis und den lose gekoppelten Meßkreis (Tertiärkreis) ein mit dem Primärkreis fester gekoppelter, auf Resonanz eingestellter Sekundärkreis eingeschaltet, der auf den Tertiärkreis wirkt.[1])

Die Daten von Fig. 44 sind:

Primärkreis:

$$\lambda_0 = 730 \text{ m}, \quad C_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ MF}$$
$$I_g = 3{,}4 \text{ Amp.}, \; I_c = 2{,}7 \text{ Amp.}$$

Sekundärkreis:

$$C_2 = 2{,}1 \cdot 10^{-3} \text{ MF}, \; I_{c2} = 1 \text{ Amp.}$$
$$\mathfrak{d}_2 = 0{,}1.$$

Tertiärkreis:

$$\mathfrak{d}_3 = 0{,}03, \; \alpha_{IIIr} = 90 \text{ mm.}$$

Man erkennt auf Fig. 44 dieselbe Abhängigkeit der Periode von der Bogenspannung e_m wie auf den vorigen Aufnahmen.

Bestimmt man wie im vorigen Paragraph aus der Aufnahme Fig. 44 die Schwankungen der Spannung und der Periode, so erhält man:

$$\Delta e = \pm 2{,}9 \text{ Volt}$$
$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \Delta x = \pm 16 \cdot 10^{-4} = 0{,}15\,^0/_0.$$

Um die Abhängigkeit der Periode von der Bogenspannung e_m in den Fällen Fig. 43 und 44 miteinander vergleichen zu können, muß

1) Die Anordnung wurde natürlich so getroffen, daß der Primärkreis nicht merklich auf den Tertiärkreis einwirkte.



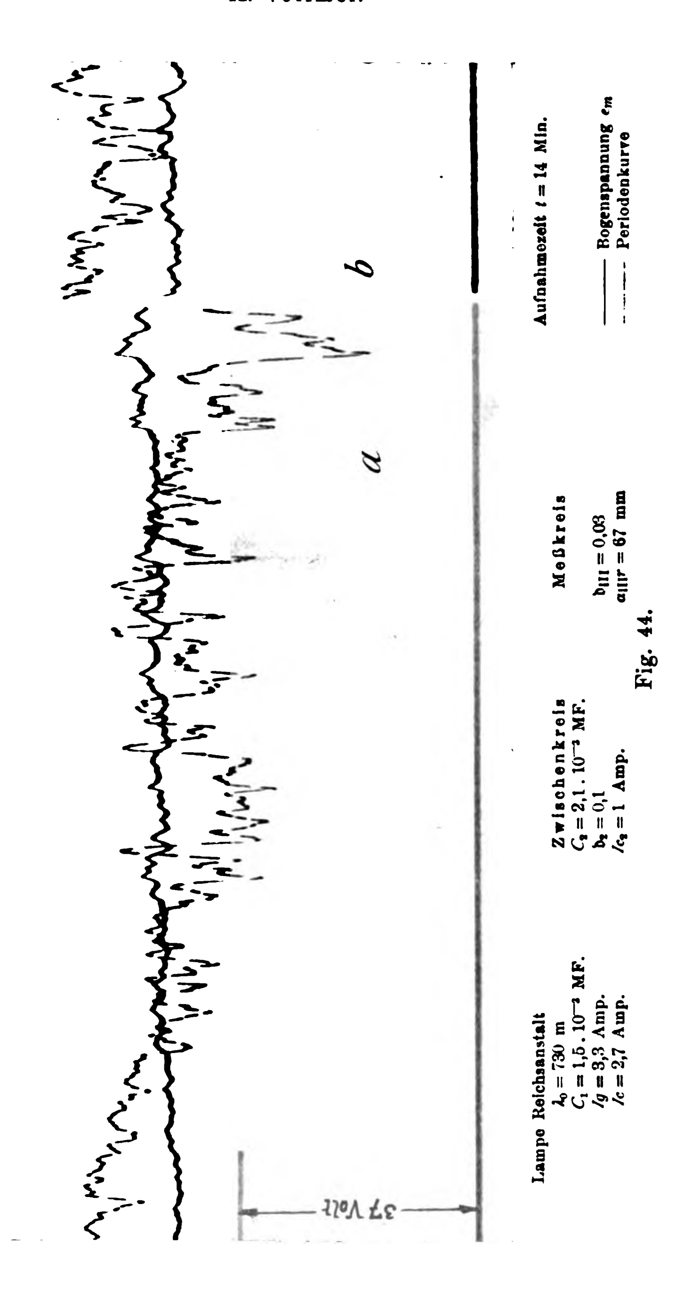

37 Volt
a
b
Lampe Reichsanstalt
$\lambda_0 = 730$ m
$C_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ MF.
$I_g = 3{,}3$ Amp.
$I_c = 2{,}7$ Amp.
Zwischenkreis
$C_2 = 2{,}1 \cdot 10^{-3}$ MF.
$\mathfrak{d}_2 = 0{,}1$
$I_{c_2} = 1$ Amp.
Meßkreis
$\mathfrak{d}_{III} = 0{,}03$
$a_{III}r = 67$ mm
Aufnahmezeit $t = 14$ Min.
Bogenspannung e_m
Periodenkurve

Fig. 44.

man die Periodenschwankungen in beiden Fällen auf gleiche Spannungsschwankung reduzieren.

Für Fig. 44 folgt bei $\Delta e = \pm 4{,}5$ Volt (Fig. 43)

$$\Delta x_{\text{bei } 4{,}5 \text{ Volt}} = \pm \frac{4{,}5}{2{,}9} \cdot 16 \cdot 10^{-4}$$
$$= \pm 0{,}25\,\%$$

gegen

$$\Delta x_{\text{bei } 4{,}5 \text{ Volt}} = + 0{,}185\,\% \text{ aus Fig. 43.}$$

Man sieht also, daß die Schwankungen der Periode bei gleichem Spannungsbereich bei gekoppelten Kreisen größer sind. Die Ursache liegt wohl in den unter 2 und 3 angegebenen Gründen.

§ 30.

Ergebnisse von Abschnitt II.

Im folgenden soll die Wirkung der verschiedenen Arten der Schwankungen auf den Sekundärkreis noch einmal kurz zusammengestellt werden. Unter Zugrundelegung der aus den Fig. 41 und 42 gewonnenen „günstigsten Resultate" soll dann quantitativ ermittelt werden, wieweit sie für die Meßtechnik oder Funkentelegraphie[1]) von Bedeutung sind.

1. Die Intensität.

Die primären Intensitätsschwankungen haben im Sekundärkreis proportionale Schwankungen zur Folge, welche von der Dämpfung und Verstimmung unabhängig sind.

a) Die langsamen Schwankungen werden von den Meßapparaten (Meßkreis, Empfangskreis) registriert und können die Messung oder das Telegraphieren stören.

b) Die schnellen periodischen Schwankungen werden von den Apparaten als Mittelwerte angezeigt, sie stören weder die Schärfe der Abstimmung in der Telegraphie noch das Meßresultat, solange die Schwankungen — wie das bei den Bogenschwingungen der Fall ist — lang sind gegen die Periodenzeit der elektrischen Schwingungen.

c) Die starken durch das Magnetfeld verursachten Schwankungen können sich aus langsamen und schnellen Schwankungen zusammensetzen; für sie gilt sinngemäß das unter a) und b) Gesagte.

1) Es wird dabei vorausgesetzt, daß die Schwankungen in fester gekoppelten Kreisen ebenso groß sind, wie in den einfachen Kreisen, eine Annahme, welche nach dem vorigen § 29 etwas zu günstig ist.



2. Die Periode.

a) Die langsamen Schwankungen der Periode haben im Meßkreis eine Schwankung der Intensität zur Folge, welche außer von der Größe der Schwankung abhängt von der Dämpfung des Sekundärkreises und der Verstimmung beider Kreise gegeneinander. Da die Schwankung beim Messen wie beim Telegraphieren eine bestimmte Größe nicht überschreiten darf, so ist durch ihre Größe die untere Grenze der zu verwendenden Dämpfung des Sekundärkreises gegeben. Für die Telegraphie hat dies zwei Wirkungen:

α) Die Abstimmschärfe kann begrenzt werden.

β) Das zu erreichende Maximum im Sekundärkreis kann kleiner werden.

b) Die schnellen, periodischen Schwankungen haben ebensolche Schwankungen der Sekundärintensität zur Folge, welche von den Empfangsapparaten als Mittelwerte angegeben werden. Sie verkleinern also den Maximalwert der Intensität und verbreitern die Resonanzkurve. In ihrer Wirkung sind sie ähnlich wie eine Vergrößerung der Dämpfung im Sekundärkreis und können daher, namentlich bei kleinen Dekrementen, die Meßresultate beeinflussen. Für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie haben sie dieselben Folgen wie a) α und β.

c) Für die starken Schwankungen durch das Magnetfeld gilt das unter a) und b) gesagte in erhöhtem Maße.

Quantitative Bedeutung der Schwankungen.

Im folgenden soll die quantitative Bedeutung der verschiedenen eben entwickelten Wirkungen der Schwankungen festgestellt werden. Es wird dabei ausgegangen von dem in § 27 erhaltenen günstigsten Resultat:

$$\Delta e = \pm 3 \text{ Volt},$$
$$\Delta x = \pm 3 \cdot 10^{-4}.$$

Da ein besonderer Einfluß der Kapazität und Selbstinduktion auf die Schwankung der Spannung nicht beobachtet wurde, so läßt sich mit Hilfe der in § 7, Fig. 7, gefundenen

$$\operatorname{tg}\alpha = f(\lambda, C, I_g) \text{ Kurven}$$

dieses „günstigste Resultat“ auch auf andere Wellenlängen übertragen. Dies ist im folgenden ausgeführt:



1. Die langsamen Änderungen.

Aus

$$\Delta x = 3 \cdot 10^{-4}$$

folgt:

$$\Delta x = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 3 \cdot 10^{-4}, \quad \Delta \lambda = 3 \cdot 10^{-4} \cdot 2000$$

$$\Delta \lambda = 0{,}6.$$

Bei gleicher Kapazität nimmt nach § 7 die Größe $\Delta\lambda$, d. h. die Änderung der Wellenlänge bei gleicher Spannungsänderung Δe mit abnehmender Wellenlänge λ zu. In Fig. 45 ist $\Delta\lambda$ als Funktion der Wellenlänge λ aufgetragen; der Verlauf ergibt sich durch Interpolation aus Fig. 7. Die Kurve $\Delta \lambda = f(\lambda)$ — in Fig. 45 als Gerade gezeichnet, weil es sich nur um die Ermittelung von Näherungswerten handelt — gibt etwa für Wellenlängen zwischen 300 m und 2000 m das Minimum der Schwankung Δx, das sich nach meinen Versuchen für die vorhandenen Lampentypen[1]) erreichen läßt.

Aus dieser Kurve $\Delta \lambda = f(\lambda_m)$ läßt sich leicht die für die Schwankungen im Sekundärkreis in Betracht kommende „Verstimmung“

$$\Delta x = \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$$

als Funktion von λ finden. Diese Kurve ist ebenfalls in Fig. 45 eingetragen.

Die Schwankungen des Stromeffektes im Sekundärkreis sind nach § 23 auch von der Dämpfung abhängig. In Fig. 45 rechts sind daher für verschiedene Dekremente zwischen 0,005 und 0,05 die Resonanzkurven als Funktion der Verstimmung aufgetragen, so daß man für eine bestimmte Wellenlänge λ und ein bestimmtes Dekrement $\mathfrak{d}$ im Sekundärkreis den Bereich der Schwankungen im Sekundärkreis leicht finden kann; es wird dabei vorausgesetzt, daß der Sekundärkreis auf die mittlere Wellenlänge λ_m eingestimmt ist.

Einen Begriff von der Größe der Schwankungen des Stromeffektes im Sekundärkreis in Prozenten gibt die folgende Zusammenstellung:

$\mathfrak{d}$	$\lambda_m = 2000$ m	$\lambda_m = 1000$ m	$\lambda_m = 500$ m
0,01 %	3 %	24 %	63 %
0,03 %	0,5 %	4 %	16 %
0,05 %	0,2 %	1,5 %	6,5 %

1) Es wurden auch Versuche mit verschiedenen Metallelektroden gemacht. Die Schwankungen sind geringer, doch ist der Bereich der Bogenlänge und der Stromstärke, in dem Schwingungen entstehen, viel kleiner als bei Kohle—Kupfer, so daß die Lampe häufig erlischt und dadurch unbequem wird; jedoch sind diese Versuche nicht abgeschlossen.

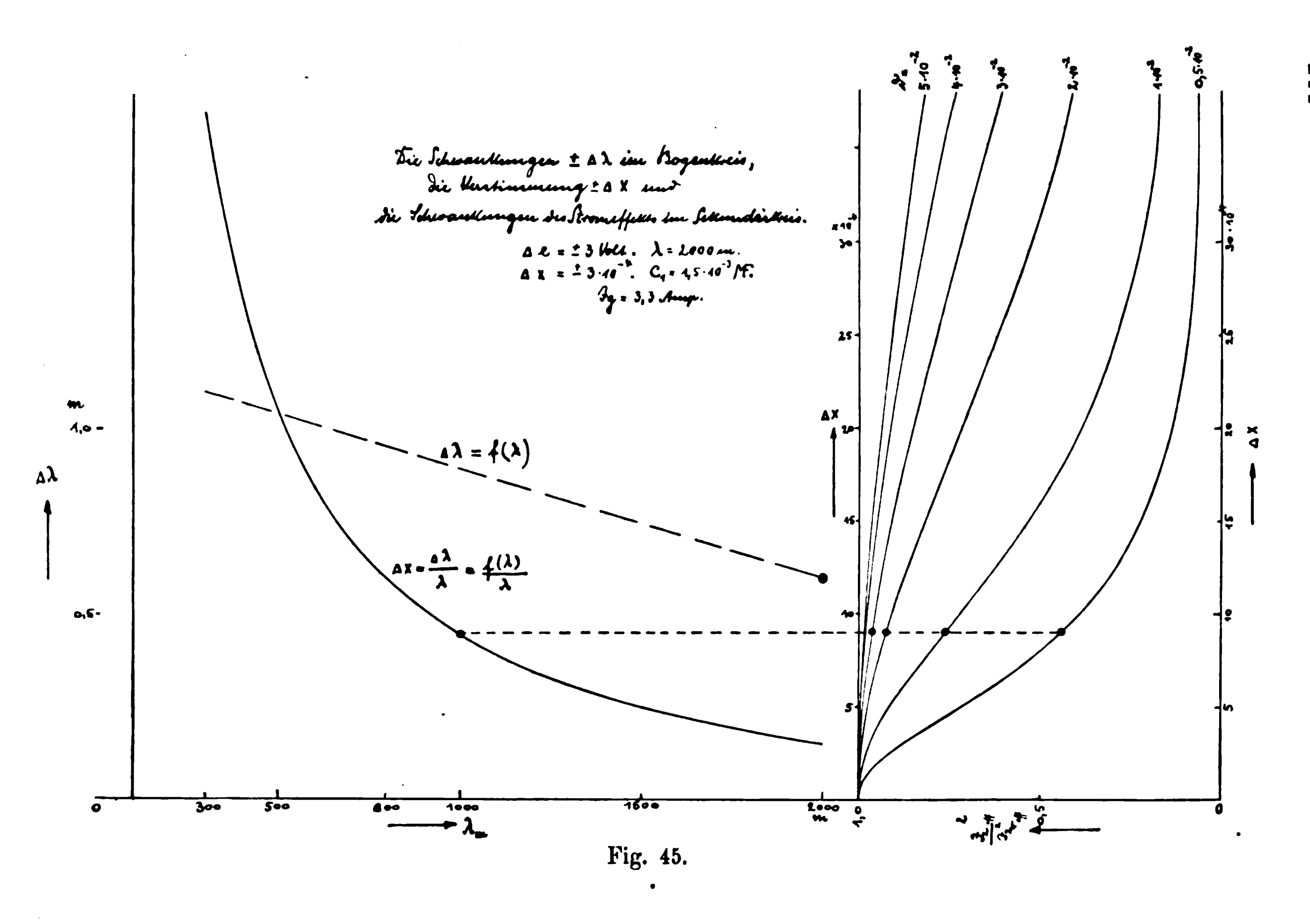

Die Schwankungen ± Δλ im Bogenkreis,
die Verstimmung ± ΔX und
die Schwankungen des Stromeffekts im Sekundärkreis.
Δe = ± 3 Volt. λ = 2000 m.
ΔX = ± 3·10^-4. C1 = 4,5·10^-3 MF.
Jg = 3,3 Amp.
Δλ = f(λ)
ΔX = Δλ/λ = f(λ)/λ
Δλ
ΔX
λm

Fig. 45.

Für kleinere Wellenlängen werden die Schwankungen größer, für größere Wellenlängen kleiner. Während sie für $\lambda = 2000$ m und $\mathfrak{d} = 0{,}05$ nur $0{,}1\,^0/_0$ betragen, steigen sie für $\lambda = 300$ m und $\mathfrak{d} = 0{,}05$ auf $17\,^0/_0$.

Die Gültigkeit der Fig. 45 läßt sich prüfen mit Hilfe der Fig. 43. Für Fig. 43 galt:

$$\Delta e = \pm\, 4{,}5 \text{ Volt},$$
$$\Delta x = \pm\, 18{,}5 \cdot 10^{-4}.$$

Rechnet man um auf eine Spannungsänderung

$$\Delta e = \pm\, 3 \text{ Volt},$$

für die Fig. 45 gilt, so erhält man

$$\Delta x = \pm\, 12{,}4 \cdot 10^{-4},$$

gegen

$$\Delta x = \pm\, 13{,}2 \cdot 10^{-4}$$

aus Fig. 45, also eine gut zu nennende Genauigkeit.

Für exakte Messungen, namentlich bei kleinen Dekrementen, werden diese Schwankungen recht störend, doch läßt sich die Genauigkeit der Messungen durch Aufstellen eines Standardkreises[1]) erhöhen.

Für die drahtlose Telegraphie, wo es sich wegen des dämpfenden Einflusses der Detektoren im sekundären Empfangskreis um Dekremente von einigen Hundertsteln handelt, tritt die Wirkung der langsamen Schwankungen erst bei kleinen Wellenlängen stärker hervor.

2. Die sprungweisen schnellen Änderungen.

Die Wirkung dieser Änderungen besteht vor allem darin, daß sie den Integraleffekt im Resonanzkreise herabsetzt (vgl. § 22 u. Fig. 32).

Ist $I_{2\,r}^2$ der Stromeffekt im Sekundärkreis bei Resonanz ohne die Schwankungen $\pm\,\Delta x$

$I_{2\,r_s}^2$ der Stromeffekt im Sekundärkreis bei Resonanz mit den Schwankungen $\pm\,\Delta x$

so ist nach § 22 bei den dort gemachten Annahmen für den Resonanzfall ($x = 0$)

$$\frac{I^2_{2\,r_s}}{I^2_{2\,r}} = \frac{1}{\Delta x} \cdot \frac{\mathfrak{d}}{2\,\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{2\,\pi}{\mathfrak{d}}\,\Delta x.$$

Nimmt man den Spannungssprung (nach Fig. 22 zwischen 2 und 4 Volt) im Mittel zu 3 Volt an, also

1) C. Fischer, Ann. d. Phys. 28, 57, 1909.



$$\pm \varDelta e = \pm 1{,}5 \text{ Volt,}$$

so kann man ebenso, wie das für die langsamen Schwankungen geschehen ist, auch für die sprungweisen Änderungen der Spannung die zugehörige Verstimmung $\varDelta x$ und damit das Verhältnis

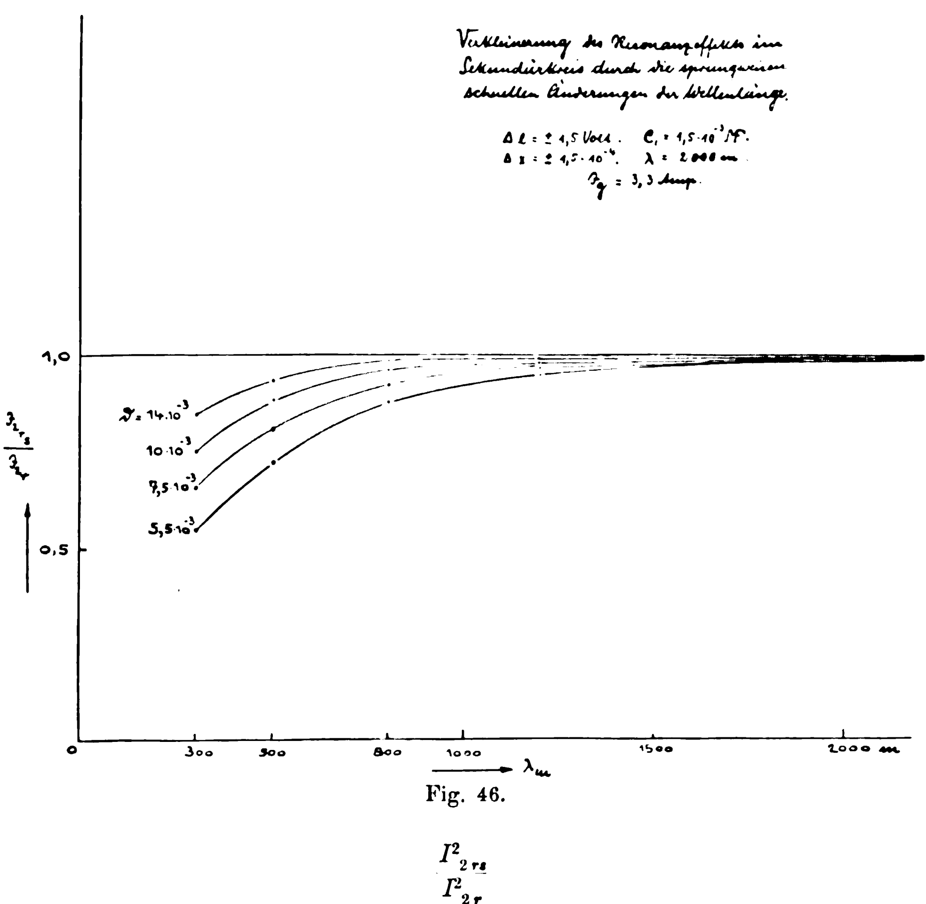


Fig. 46.

$$\frac{I^2_{2rs}}{I^2_{2r}}$$

bestimmen.

Dies ist für dieselben Werte von tg α, wie im vorigen (also gleiche Kapazität und Stromstärke vorausgesetzt), für verschiedene Dekremente zwischen

$$0{,}005 \text{ und } 0{,}014$$

durchgeführt. In Fig. 45 ist

$$\frac{I^2_{2\,r_s}}{I^2_{2\,r}}$$

als Funktion der Wellenlänge λ eingetragen.

Nach Fig. 46 wird die Verkleinerung des sekundären Stromeffektes erst bei kleinen Wellenlängen λ und kleinen Dekrementen beträchtlich. Bei $\lambda = 400$ m und $\mathfrak{d} = 0{,}014$ ist die Verkleinerung etwa 10 %. Die sprungweisen, schnellen Schwankungen sind also für die drahtlose Telegraphie nicht von Belang. Auch für technische Messungen liegen die Fehler innerhalb der für solche Messungen erforderlichen Genauigkeitsgrenzen.

Für exakte wissenschaftliche Messungen können sie, namentlich bei Dekrementen unter 0,01 und kleinen Wellenlängen zu falschen Ergebnissen führen, selbst wenn man die langsamen Schwankungen beseitigen kann oder sie in irgend einer Weise, etwa durch Aufstellen eines Standardkreises berücksichtigt[1]).

1) Nach § 23 ist der Ausschlag im Sekundärkreis gegen Periodenänderungen am wenigsten empfindlich, wenn der Sekundärkreis auf Resonanz eingestimmt ist.

Lindemann (Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. XI, Nr. 1, S. 28, 1909) bestimmt deshalb das Dekrement mit Hilfe der Lichtbogenschwingungen dadurch, daß er das Dekrement durch einen bekannten Widerstand W vergrößert. Dann ist der gesuchte Dämpfungswiderstand

$$W = \frac{W_1}{\sqrt{\frac{\alpha}{\alpha_1}} - 1},$$

α Ausschlag des Meßinstrumentes ($\sim I^2_2$) . . . ohne W_1,
α_1 „ „ „ . . . mit W_1.

Da aber die Verkleinerung des Resonanzeffektes infolge der schnellen, sprungweisen Schwankungen bei verschiedenen Dämpfungen verschieden groß ist, so wird das Resultat dadurch beeinflußt, wie folgendes Beispiel zeigt:

$$\lambda = 925 \text{ m (Lindemann)},$$
$$\mathfrak{d} = 0{,}01.$$

Macht man durch Einschalten des Widerstandes W_1

$$\alpha_1 = \frac{\alpha}{2}$$

so ist nach Lindemann:

$$\frac{W + W_1}{W} = \frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}} = \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha_1}} = \sqrt{2}$$

$$\mathfrak{d}_1 = \sqrt{2}\,\mathfrak{d} = 1{,}43\,\mathfrak{d}.$$

Nach Fig. 46 ist aber

3. Die Schwankungen durch das Quermagnetfeld.

Die Schwankungen, die durch das Quermagnetfeld verursacht werden, gehören beiden Schwankungsarten an, den langsamen und schnellen Änderungen. Da die Schwankungen ganz bedeutend stärker sind, als bei den Lampen ohne Magnetfeld, so kommen die Lampen mit Quermagnetfeld natürlich für Meßzwecke überhaupt nicht in Frage. In der drahtlosen Telegraphie haben sie die Wirkung, daß sie sowohl die Abstimmungsschärfe wie den maximalen Stromeffekt im sekundären Empfangskreis herabsetzen. Sie stören die Deutlichkeit der telephonischen Sprachübertragung.

Doch ist gerade von diesen Schwankungen anzunehmen, daß sie sich durch konstruktive Mittel bedeutend vermindern lassen.

§ 31.

Zusammenfassung.

Es wurden zunächst im Abschnitt I die Faktoren ermittelt, welche die Schwankungen der Intensität und Periode der Lichtbogenschwingungen bedingen. Außer durch die Konstanten des Lichtbogens — Netzspannung, Vorschaltwiderstand, Kapazität, Selbstinduktion — ist die Größe und Art der Schwankungen hauptsächlich bestimmt durch die Schwankungen der Spannung am Bogen Δe_m. Die Schwankungen der Intensität und der Periode sind proportional der Schwankung der Spannung am Bogen (Δe_m) und können aus Δe_m für beliebige Systeme

---

für $\lambda = 900$ m

$\frac{\alpha}{\alpha_1}$ nicht gleich 2, sondern:

$$\frac{\alpha}{\alpha_1} = \frac{0,97}{0,99} \cdot 2, \text{ also:}$$

$$W = \frac{W_1}{\sqrt{2 \cdot \frac{0,97}{0,99} - 1}} = 2,500\ W_1$$

anstatt

$$W = \frac{W_1}{\sqrt{2} - 1} = 2,415\ W_1,$$

also ein Fehler zwischen 3 und 4 %. Bei kleineren Dekrementen können die Fehler noch bedeutend größer werden.

Es ist nicht der Zweck dieser Erörterungen gewesen, die Grenzen der Fehler bei den Dämpfungsmessungen mit Hilfe der Bogenlampenschwingungen genau zu bestimmen, es soll hier nur auf die Fehlerquelle durch die schnellen Schwankungen hingewiesen werden.

ermittelt werden. Sie sind für gleiches Δe_m um so größer, je kleiner der Strom, je größer die Kapazität und je kleiner die Wellenlänge ist.

Man kann zwei Arten von Schwankungen unterscheiden:

1. Schnellere und langsamere Schwankungen, die hauptsächlich bewirkt werden durch unregelmäßigen Abbrand der Elektroden.
2. Stärkere Schwankungen, welche durch die Einwirkung eines Quermagnetfeldes auf den Bogen entstehen.

In Abschnitt II wird dann die Wirkung der Intensitäts- und Periodenschwankungen im Lichtbogenkreise auf einen lose gekoppelten Sekundärkreis (Meßkreis, Empfangskreis) behandelt. Auch diese Schwankungen lassen sich für beliebig gedämpfte Systeme aus den Spannungsschwankungen am Bogen vorausbestimmen. Durch Einschalten eines fest mit dem Lichtbogenkreis gekoppelten Zwischenkreises können die Schwankungen im tertiären Kreis (Meßkreis, Empfangskreis) noch erhöht werden.

Während die Schwankungen unter 1. für die drahtlose Telegraphie kaum in Betracht kommen, sind sie für exakte wissenschaftliche Messungen unbequem und können besonders beim Messen kleiner Dekremente (unter 0,01) falsche Meßwerte geben.

Die Lampen mit Quermagnetfeld kommen wegen der stärkeren Schwankung für Meßzwecke nicht in Betracht; in der drahtlosen Telegraphie vermindern diese Schwankungen die Abstimmschärfe und den maximalen Stromeffekt im sekundären Empfangskreis.

Die vorstehende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule zu Danzig, z. T. auch mit den Mitteln des Elektrotechnischen Instituts ausgeführt, wofür ich auch an dieser Stelle dem Vorsteher des Elektrotechnischen Instituts, Herrn Prof. Dr. Roessler, meinen Dank ausspreche. Ganz besonders bin ich Herrn Prof. Dr. M. Wien für die Anregung zu der Arbeit und das stete Interesse und die Unterstützung während der Ausführung der Arbeit zu Dank verpflichtet. Den Assistenten im Physikalischen Institut, den Herren Dr. Straßer und Dr. Esau, möchte ich auch hier für ihr stets hilfsbereites Entgegenkommen danken.

Danzig-Langfuhr, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule.
Juli 1909.

(Eingesandt 30. August 1909.)



Untersuchungen über den Lichtbogen in Schwefelkohlenstoffdampf.

Von **Guido Szivessy.**

Erster Teil.

§ 1. Einleitung.

W. Duddell und andere[1]) zeigten, daß wenn man parallel zu einem Gleichstromlichtbogen eine Selbstinduktion und eine Kapazität schaltet, in dem so gebildeten Kreise Kondensator-Spule-Lichtbogen ein Wechselstrom entsteht, dessen Periodenzahl hauptsächlich durch die Größe der Kapazität und der Selbstinduktion bestimmt ist[2]). Besonderes Interesse gewann diese Erscheinung, nachdem es W. Poulsen gelungen war, auf diesem Wege Schwingungen von hoher Frequenz und großer Energie zu erzeugen und sie für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie dienstbar zu machen. Poulsen erzielte dieses Resultat, indem er den Bogen nicht, wie die früheren Beobachter, in Luft brennen ließ, sondern die Elektroden in eine wasserstoffhaltige Atmosphäre einbettete.

Die weiteren Untersuchungen zeigten nun, daß man auch wohl ohne wasserstoffhaltige Atmosphäre sehr günstige Resultate erzielen kann, indem man z. B. mehrere Bögen, die in freier Luft brennen, in Reihe schaltet[3]); es scheint sogar, daß man hierdurch den Abbrand der Elektroden verringern und eine größere Konstanz erzielen kann.

Die Poulsensche Entdeckung hat jedenfalls gezeigt, daß die Atmo-

---

1) W. Duddell, Electrician **46**, 310, 1900; V. Peukert, Elektrot. Ztschr. **22**, 467, 1901.

2) Ist n die Periodenzahl, P die Selbstinduktion, C die Kapazität, so gilt angenähert die Thomsonsche Formel $n = (2\pi\sqrt{P\,C})^{-1}$. Die Formel gilt aber nicht streng; vgl. hierüber J. K. A. Wertheim-Salomonson, Versl. K. Ak. von Vet., 1902/03; Beibl. **27**, 792, 1903; S. Meisel, Phys. Ztschr. **4**, 533, 1903; G. Granqvist, Boltzmann-Festschrift S. 799, 1904.

3) H. Th. Simon, Phys. Ztschr. **7**, 445, 1906.



sphäre, in welcher der Lichtbogen brennt, für seine Fähigkeit, Schwingungen zu erzeugen, von großer Bedeutung ist. Es lag also nahe, auch den Einfluß anderer Einbettungsmittel auf die Schwingungserregung zu untersuchen. Bei diesen Untersuchungen zeigte sich nun, daß Lichtbögen, welche in den Dämpfen gewisser Flüssigkeiten brennen, ein ganz abweichendes Verhalten zeigen von dem Verhalten der Lichtbögen in Luft oder Wasserstoff. Werden z. B. die Elektroden in Dämpfe von Schwefelkohlenstoff eingebettet, so erhält man einen Lichtbogen — in der Folge kurz Schwefelkohlenstoffbogen genannt —, der nur außerordentlich schwache Schwingungen zu erzeugen vermag, die sich aber andererseits durch große Regelmäßigkeit auszeichnen.

Man kann kaum sagen, daß der Mechanismus der Schwingungserregung durch Lichtbögen klar ist. Doch sind die Bedingungen, welche für die Schwingungserregung besonders günstig sind, hauptsächlich durch die Arbeiten von H. Th. Simon[1]) mit den sonstigen Eigenschaften des Lichtbogens, wie z. B. seiner Charakteristik, in Zusammenhang gebracht worden.

Es schien nun von Interesse, den Schwefelkohlenstoffbogen gerade wegen seines von anderen bis jetzt untersuchten Bögen verschiedenen Verhaltens bezüglich der Schwingungserregung näher zu untersuchen.

Neben den Messungen am Schwefelkohlenstoffbogen wurden auch einige vergleichende Messungen an einem Leuchtgasbogen (Lichtbogen mit in Leuchtgas eingebetteten Elektroden) und an einem Serien-Luftbogen (d. h. an mehreren hintereinander geschalteten Luftbögen[2]) angestellt.

Der Beschreibung der Untersuchung soll folgendes vorausgeschickt werden.

§ 2. Theoretisches über die Schwingungserregung durch den Gleichstromlichtbogen.

Das Auftreten von ungedämpften elektrischen Schwingungen in einem dem Gleichstromlichtbogen parallel geschalteten Kreise mit Kapazität und Selbstinduktion — in der Folge kurz Eigenschwingungskreis genannt — ist an eine dauernde Energieabgabe aus dem Gleichstromlichtbogen gebunden, und man kann nach der allgemeinen Be-

1) H. Th. Simon, Phys. Ztschr. **6**, 297, 1905; **7**, 433, 1906; Jahrb. f. drahtl. Telegraphie u. Telephonie **1**, 16, 1907.

2) Die Überlassung einer regulierbaren Serien-Bogenlampe verdanke ich der Liebenswürdigkeit der „Gesellschaft für drahtlose Telegraphie“.

dingung fragen, die irgend ein Leiter erfüllen muß, damit er beim Hindurchfließen eines ungedämpften sinusförmigen Wechselstromes

$$i = A \sin \frac{2\pi}{T} t$$

nicht, wie ein gewöhnlicher Leiter, Energie verbraucht, sondern Energie abgibt.

Ist k der Widerstand des Leiters, so ist die im Zeitelement dt vom Leiter verbrauchte Energie

$$d\Omega = i^2 k \, dt.$$

Die während einer Periode T des Wechselstromes vom Leiter verbrauchte Energie ist dann

$$\Omega = \int_0^T i^2 k \, dt.$$

Es findet nun beim Hindurchfließen des Wechselstromes durch den Leiter kein Energieverbrauch, sondern eine Energieabgabe auf Kosten der Gleichstrombatterie statt, wenn Ω negativ ist, wenn also

$$\int_0^T i^2 k \, dt < 0$$

wird.

Ist nun der Widerstand k keine konstante, sondern eine Funktion der Stromstärke, so wird er, falls die letztere sich mit der Zeit ändert, auch eine Funktion der Zeit sein. Es kann daher in der letzten Ungleichung k nicht vor das Integralzeichen gesetzt werden. Da aber die zu integrierende Funktion ein Produkt aus zwei Funktionen ist, von denen die eine (i^2) stets positiv ist, so können wir schreiben

$$\int_0^T i^2 k \, dt = \bar{k} \int_0^T i^2 \, dt,$$

wobei $\bar{k}$ ein Mittelwert ist. Diese Ungleichung kann nur bestehen, wenn

$$\bar{k} < 0 \tag{1}$$

ist.

Damit also ein Leiter bei hindurchfließendem Wechselstrome Energie abgibt, muß er sich verhalten wie ein negativer Widerstand.

$\bar{k}$ heißt nach H. Barkhausen[1]) der „negative Widerstand gegen Stromänderung". Im folgenden wird diese Größe kurz als negativer Widerstand bezeichnet.

Die Bedingung (1) ist aufs engste verknüpft mit der Charakteristik des Leiters, d. h. mit der Abhängigkeit seiner Klemmspannung e von der Stromstärke I, wie W. Duddell zuerst gezeigt hat[2]).

Es sei

$$e = f(I) \tag{2}$$

die Gleichung der Gleichstromcharakteristik des Lichtbogens. Durchfließt den Lichtbogen der Wechselstrom δI, so ist unter der Annahme, daß die Gleichung (2) auch für Wechselstrom gilt, die Gesamtspannung am Lichtbogen

$$\varepsilon = f(I + \delta I).$$

Entwickeln wir diesen Ausdruck in eine Reihe, so erhalten wir

$$\varepsilon = f(I) + \frac{\partial f(I)}{\partial I}\delta I + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 f(I)}{\partial I^2}(\partial I)^2 + \dots$$

Ist die Amplitude des Wechselstromes klein gegenüber der Gleichstromstärke, so erhalten wir bei Vernachlässigung höhere Potenzen von δI:

$$\varepsilon = e + \frac{\partial e}{\partial I}\delta I.$$

Der vom Wechselstrome herrührende Teil der Lichtbogenleistung ist

$$L = I\frac{\partial e}{\partial I}\delta I + e\,\delta I + \frac{\partial e}{\partial I}(\delta I)^2.$$

Während einer Periode des als sinusförmig angenommenen Wechselstromes ist die verbrauchte Energie

$$\Omega = \int_0^T L\,dt = \int_0^T \frac{\partial e}{\partial I}(\delta I)^2\,dt,$$

und dieser Ausdruck kann nur dann negativ werden, d. h. es kann nur dann Energie vom Lichtbogen abgegeben werden, falls

$$\frac{\partial e}{\partial I} < 0 \tag{3}$$

ist.

---

1) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, 1907.
2) W. Duddell, Electrician **46**, 313, 1900.

Diese Bedingung sagt aus, daß der Leiter im Eigenschwingungskreise nur dann Schwingungen zu erzeugen vermag, wenn seine Gleichspannung mit wachsender Gleichstromstärke abnimmt, d. h. wenn seine Gleichstromcharakteristik fallend ist.

Umgekehrt ergibt sich, daß die Bedingung (1) erfüllt ist, wenn die Gleichstromcharakteristik fallend ist und die Wechselstromcharakteristik denselben Verlauf besitzt wie die Gleichstromcharakteristik. Die letztere Annahme ist jedoch nicht zutreffend. Die Wechselstromcharakteristik besitzt, wie H. Th. Simon[1]) gezeigt hat, ganz anderen Verlauf als die Gleichstromcharakteristik, und die Gestalt der letzteren sagt nichts aus über die Natur der ersteren. Es ist daher nicht möglich, aus der Gestalt der Gleichstromcharakteristik allein zu schließen, ob ein Leiter imstande ist, im Eigenschwingungskreise Schwingungen zu erzeugen.

Ein anderes Mittel für diesen wichtigen Entscheid, das stets zutreffend ist, ergibt sich aus folgender Überlegung.

Der Gedankengang, welcher zu den Beziehungen (1) und (3) führt, beruht darauf, daß man sich dem Gleichstrom einen Wechselstrom überlagert denkt[2]). Wird nun dem Gleichstrom wirklich ein Wechselstrom überlagert, und verringert sich die Amplitude des Wechselstromes, wenn an Stelle des Leiters der Widerstand 0 gesetzt wird, so ist der Widerstand des Leiters gegenüber dem Wechselstrome negativ, im anderen Falle positiv.

Um dies auszuführen, würde ein Kondensatorkreis an den Lichtbogen angeschlossen und derart dimensioniert, daß er an und für sich vom Lichtbogen nicht zu merklichen Schwingungen erregt wurde. Dem Kondensatorkreis wurde ein Wechselstrom aufgezwungen (durch äußere Induktion) und geprüft, ob der aufgezwungene Wechselstrom dem Gleichstromkreis unter den für den Flammenbogen gegebenen Bedingungen, Energie entzog.

Auf diese Art kann experimentell leicht entschieden werden, ob die Bedingung (1) erfüllt ist. (Über die Einzelheiten der Versuchsanordnung siehe § 4.) Diese Methode des überlagerten Wechselstromes hat offenbar den Vorteil, daß das Verhalten des Leiters gegenüber einem Wechselstrome von beliebiger Amplitude und Frequenz untersucht werden kann.

---

1) H. Th. Simon, Phys. Ztschr. 6, 305, 1905; Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 1, 26, 1907.

2) H. Th. Simon, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 1, 39, 1907.



Nach diesem Prinzip wurde im folgenden der Schwefelkohlenstoffbogen untersucht. Es wurde die Abhängigkeit des negativen Widerstandes von der Gleichstromstärke und der Lichtbogenlänge, sowie von der Amplitude und der Periodenzahl des überlagerten Wechselstromes untersucht und hierbei bestimmte Gesetzmäßigkeiten gefunden.

§ 3. Schwefelkohlenstoffbogen und seine Gleichstromcharakteristik.

Es wurde schon in § 1 gesagt, daß der Schwefelkohlenstoffbogen sich im Gegensatz zum Wasserstoff- oder Leuchtgasbogen dadurch auszeichnet, daß er unter sonst gleichen Umständen im Eigenschwingungskreise Schwingungen mit nur sehr kleinen Amplituden zu erzeugen vermag.

Der Schwefelkohlenstoffbogen wurde hergestellt, indem die Homogenkohle-Elektroden in ein Glasrohr eingeschlossen wurden; in diesem wurde ein kleines, mit Schwefelkohlenstoff gefülltes Gefäß aufgestellt. Durch Erwärmen mit einem Brenner wurde der Schwefelkohlenstoff zum Verdampfen gebracht. Infolge seiner großen Spannkraft verdrängte der Schwefelkohlenstoffdampf rasch die Luft aus dem Einschlußrohr, die aus einem Abzugsrohr entweichen konnte.

Während beim Luft- und Leuchtgasbogen die Elektroden rasch und unregelmäßig abbrennen — die von Poulsen konstruierte „rotierende Elektrode" versuchte diesem Übelstande abzuhelfen — zeigt der Schwefelkohlenstoffbogen, wie erwähnt, die für Messungen angenehme Eigenschaft, außerordentlich ruhig zu brennen. Es konnte monatelang mit denselben Elektroden gearbeitet werden, ohne daß eine merkliche Änderung der Elektrodenenden eingetreten war. Bei einer Untersuchung wie der vorliegenden, bei welcher es weniger auf die Schwingungserregung, als vielmehr auf ruhiges und gleichmäßiges Brennen des Lichtbogens ankommt, kann daher der Schwefelkohlenstoffbogen mit Vorteil verwendet werden.

Ein ähnliches Verhalten wie der Schwefelkohlenstoffbogen zeigt der in Dämpfe von Tetrachlorkohlenstoff eingebettete Lichtbogen.

Von besonderem Interesse ist natürlich das Verhalten der Gleichstromcharakteristik des Schwefelkohlenstoffbogens.

Die Watt-Stromstärkekurven sind auch beim Schwefelkohlenstoffbogen gerade Linien (Fig. 1) von der Gleichung

$$e I = a + I b,$$

wobei e Klemmspannung und I Gleichstromstärke bedeutet, während a und b von der Bogenlänge abhängen und mit wachsender Bogenlänge zunehmen.

Hieraus ergibt sich die Gleichstromcharakteristik als gleichschenklig-rechtwinklige Hyperbel von der Gleichung

$$e = \frac{a}{I} + b.$$

Vergleicht man die Gleichstromcharakteristik des Schwefelkohlenstoffbogens mit der eines sonst gebräuchlichen Lichtbogens[1]) von derselben Bogenlänge, so liegt die Charakteristik des Schwefelkohlenstoffbogens stets tiefer.

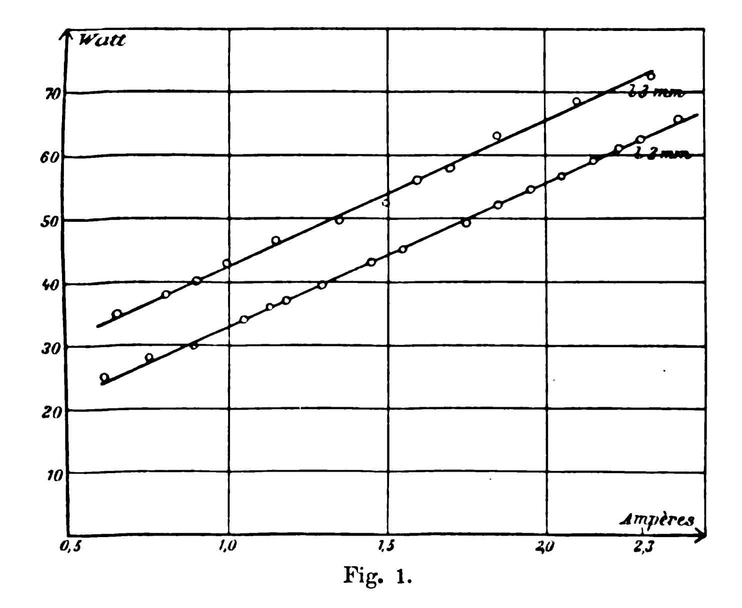


Fig. 1.

Auch wenn durch Vergrößerung der Bogenlänge die Charakteristik des Schwefelkohlenstoffbogens zu einer höheren Lage gebracht wird als die eines Lichtbogens mit anderem Einbettungsmedium, so ist doch die Steilheit der Charakteristik, die sich nach der Formel

$$\left|\frac{\partial e}{\partial I}\right| = \frac{a}{I^2}$$

1) Z. B. Leuchtgas-, Luft- oder Einschlußbogen.

berechnet, bei anderen Bögen größer als beim Schwefelkohlenstoffbogen, d. h. die Konstante a ist beim letzteren kleiner.

Fig. 2 stellt die Gleichstromcharakteristiken eines Schwefelkohlenstoffbogens und eines Einschlußbogens (Lichtbogen, dessen Elektroden in ein mit Luft gefülltes Glasrohr eingeschlossen sind) dar. Der Schwefelkohlenstoffbogen besitzt hier die höher liegende Charakteristik, d. h. bei ihm ist die Konstante b größer als beim Einschlußbogen, die Steilheit der Charakteristik, d. h. die Konstante a, ist aber beim

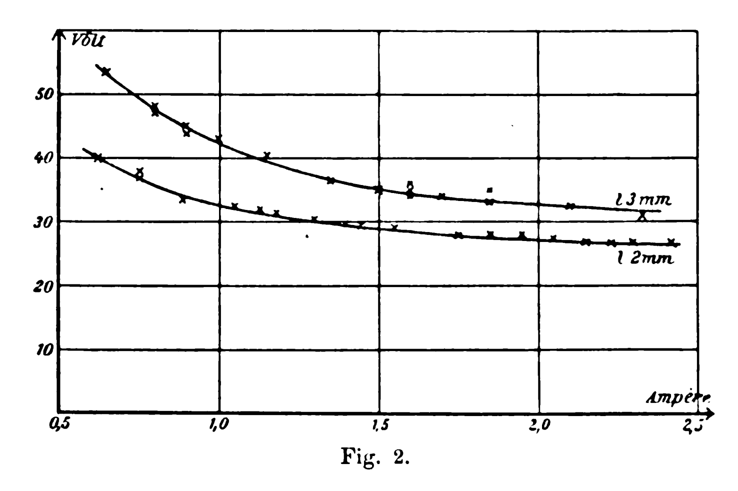


Fig. 2.

Schwefelkohlenstoffbogen kleiner als beim Einschlußbogen. Das ergibt sich aus den folgenden Zahlen, nach welchen Fig. 2 konstruiert ist:

Schwefelkohlenstoffbogen.

$a = 10{,}5$; $b = 22{,}5$

e	40	37—38	33,5	32,5	32,0	31,5	30,5	29,5	29,0	28,0	28,0	28,0
					27,5	27,5	27,0	27,0				
I	0,62	0,75	0,89	1,05	1,13	1,18	1,30	1,45	1,55	1,75	1,85	1,95
					2,05	2,15	2,23	2,42				

Einschlußbogen.

$a = 12{,}0$; $b = 20{,}0$

e	35,0	30—35	34,0	29,0	27,0	26,0	25,5
I	0,78	0,95	1,18	1,27	1,48	1,75	1,95

Mit wachsender Bogenlänge nimmt auch beim Schwefelkohlenstoffbogen die Konstante a zu, d. h. die Charakteristik wird bei konstant

gehaltener Gleichstromstärke steiler und rückt zu höheren Spannungswerten.

Fig. 3 stellt die Gleichstromcharakteristiken zweier Schwefelkohlenstoffbögen mit den Bogenlängen l ca. 2 mm und l ca. 3 mm dar, die den Kurven in Fig. 1 entsprechen und nach folgenden Aufnahmen gezeichnet sind.

l ca. 2 mm,

$a = 10,5$; $b = 22,5$

e	40	37—38	33,5	32,5	32,0	31,5	30,5	29,5	29,0	28,0	28,0	28,0	27,5	27,5	27,0	27,0	27,0
I	0,62	0,75	0,89	1,05	1,13	1,18	1,30	1,45	1,55	1,75	1,85	1,95	2,05	2,15	2,23	2,30	2,42
eI	24,8	27,7—28,5	29,9	34,1	36,2	37,2	39,6	42,8	44,9	49,0	51,8	54,6	56,4	59,1	61,2	62,1	65,3
$\left\lvert\frac{\partial e}{\partial I}\right\rvert$	27,3	18,7	13,2	9,5	8,2	7,5	6,2	5,0	4,4	3,4	3,1	2,8	2,5	2,3	2,1	2,0	1,8

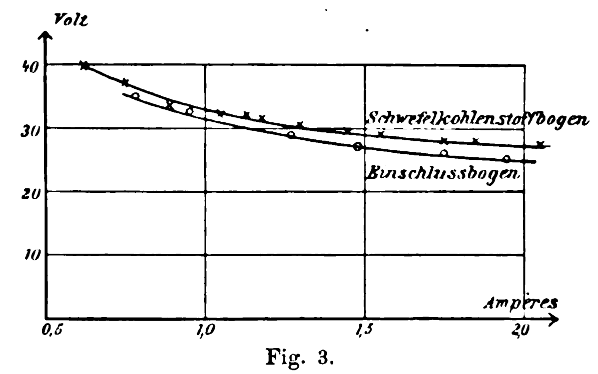


Fig. 3.

l ca. 3 mm.

$a = 19,0$; $b = 23,5$

e	53,5	47—48	44—45	43,0	40,5	36,5	35,0	34—36	34,0	33—35	32,5	31,0
I	0,65	0,80	0,90	1,0	1,15	1,35	1,50	1,6	1,7	1,85	2,10	2,33
eI	34,8	37,6—38,4	39,6—40,5	43,0	46,6	49,3	52,5	54,4—57,6	57,8	61,0—64,7	68,3	72,2
$\left\lvert\frac{\partial e}{\partial I}\right\rvert$	45,0	29,7	23,5	19,0	14,4	10,4	8,4	7,4	6,6	5,5	4,3	3,5

Die Größe $\left\lvert\frac{\partial e}{\partial I}\right\rvert$, welche den absoluten Betrag des Gefälles der Charakteristik darstellt, wurde aus der Gleichung $\left\lvert\frac{\partial e}{\partial I}\right\rvert = \frac{a}{I^2}$ berechnet.

Die Elektroden waren Homogenkohlen von 1,08 cm Durchmesser.

Zweiter Teil.

§ 4. Experimentelle Untersuchung des negativen Widerstandes.

Die Untersuchung des negativen Widerstandes (vgl. S. 8) beim Schwefelkohlenstoffbogen erfolgte mit folgender Anordnung.

L (Fig. 4) ist ein Schwefelkohlenstoffbogen, der von der Gleichstrombatterie E betrieben wird, und dem der Eigenschwingungskreis II mit der Kapazität C und der Selbstinduktion P parallel geschaltet ist. Kapazität C und Widerstand ω des Eigenschwingungskreises II wurden so gewählt, daß der Schwefelkohlenstoffbogen keine Eigenschwingungen erzeugte.

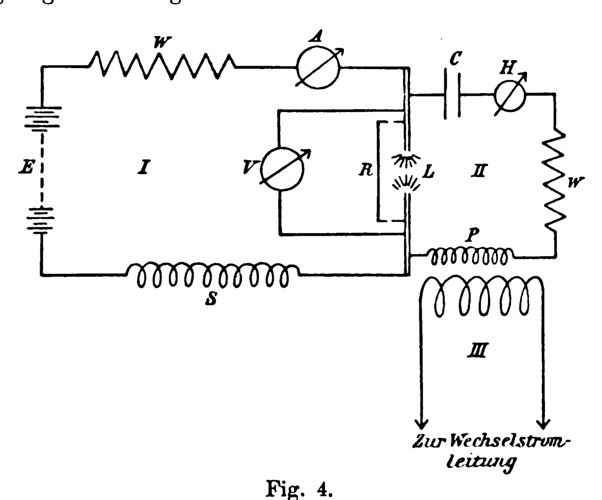


Fig. 4.

Durch einen im Kreise III fließenden, sinusförmigen Wechselstrom (Periodenzahl 50) wurde im Kreise II ein Wechselstrom induziert, dem es infolge der großen Selbstinduktion S nahezu unmöglich gemacht wurde, sich über den Gleichstromkreis I zu verzweigen, so daß der Lichtbogen L fast allein von ihm durchflossen wurde. Der im Kreise I fließende Wechselstrom betrug nur 3,8 % des im Kreise II fließenden. Der Wechselstrom im Kreise II erzeugte nun bei brennendem Lichtbogen im Hitzdrahtluftthermometer H einen bestimmten Ausschlag. Wurde nun der Lichtbogen durch den Schlüssel R vom Widerstande o ersetzt (dicker Kupferbügel), so nahm der Ausschlag im Hitzdrahtluftthermometer ab, und stieg wieder auf den ursprünglichen Wert, wenn der Lichtbogen wieder eingeschaltet wurde.

Damit war gezeigt, daß der Lichtbogen sich dem überlagerten Wechselstrome gegenüber verhielt wie ein negativer Widerstand.

Es wurde die Abhängigkeit des negativen Widerstandes von folgenden Größen gemessen:

1. Gleichstromstärke des Lichtbogens;
2. Länge des Lichtbogens;
3. Amplitude des dem Lichtbogen überlagerten Wechselstromes;
4. Periodenzahl des dem Lichtbogen überlagerten Wechselstromes.

§ 5. Abhängigkeit des negativen Widerstandes von der Gleichstromstärke.

Bei der Messung der Abhängigkeit des negativen Widerstandes von der Gleichstromstärke des Lichtbogens wurden Lichtbogenlänge und Amplitude, sowie Periodenzahl des überlagerten Wechselstromes konstant gehalten. Verändert wurde die Gleichstromstärke des Licht-

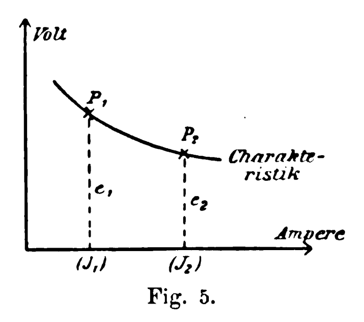


Fig. 5.

bogens. Mit anderen Worten: Es wurde der negative Widerstand entlang einer bestimmten Gleichstromcharakteristik gemessen.

Die Versuchsanordnung war die in § 4 beschriebene. Zuerst wurde der Schwefelkohlenstoffbogen eingeschaltet, brannte also auf einem bestimmten Punkte P_1 seiner Charakteristik (Fig. 5). Die Gleichstromstärke I des Lichtbogens wurde am Amperemeter A (vgl. Fig. 6), die Klemmspannung e des Lichtbogens durch das Voltmeter V festgestellt. Hierauf wurde im Kreise II aus Kreis III ein Wechselstrom von der Periodenzahl 50 induziert, und dessen effektive Stromstärke durch den Ausschlag α gemessen, der durch den Thermostrom des Thermoelementes H im Galvanometer G hervorgebracht wurde. Hierauf wurde der Lichtbogen L kurz geschlossen, der Galvanometerausschlag sank hierdurch auf α_0. Da die Galvanometerausschläge den Quadraten

der effektiven Stromstärken proportional sind, so bedeutet $\delta\alpha = 100\frac{\sqrt{\alpha} - \sqrt{\alpha_0}}{\sqrt{\alpha_0}}$ die prozentuale Zunahme der effektiven Stromstärke, die eintrat, wenn in dem Wechselstromkreise II der Gleichstromlichtbogen eingeschaltet war. Die Größe $\delta\alpha$ diente als relatives Maß des negativen Widerstandes.

Um nun auf derselben Charakteristik zu einem nächsten Punkte P_3 (Fig. 5) weiter schreiten zu können, und dort die analoge Messung auszuführen, mußte zuerst der Lichtbogen wieder gezündet und auf die ursprüngliche Stelle P_1 der Charakteristik gebracht werden. Zu dem

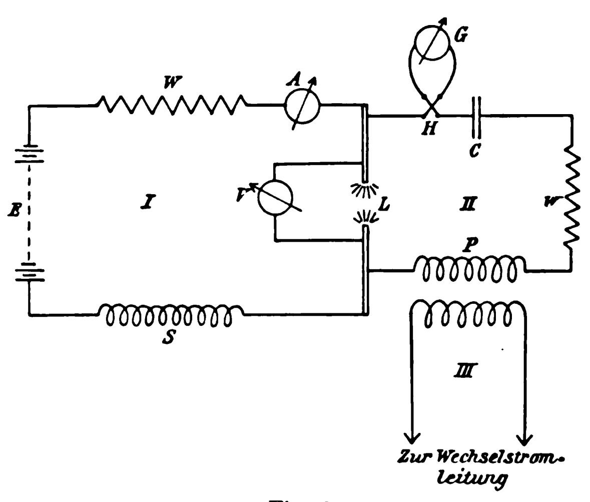


Fig. 6.

Zwecke wurden die zum Punkte P_1 der Charakteristik gehörenden Koordinaten e_1 und I_1 wieder aufgesucht.

War so der ursprüngliche Punkt P_1 der Charakteristik wieder gefunden, auf dem der Lichtbogen zuerst gebrannt hatte, so konnte durch Verringerung des Vorschaltwiderstandes W zu einem nächsten Punkte P_2 der Charakteristik weitergeschritten und an diesem die nämliche Messung ausgeführt werden.

Nach dieser Methode wurde die Messung entlang einer ganzen Charakteristik durchgeführt. Zur Messung gelangte der Schwefelkohlenstoffbogen. Die Resultate der Messungen ergeben sich aus den folgenden Beobachtungsreihen, bei welchen bedeutet:

l Bogenlänge (angenähert);
e Klemmspannung des Lichtbogens in Volt;
I Gleichstromstärke des Lichtbogens in Ampere;

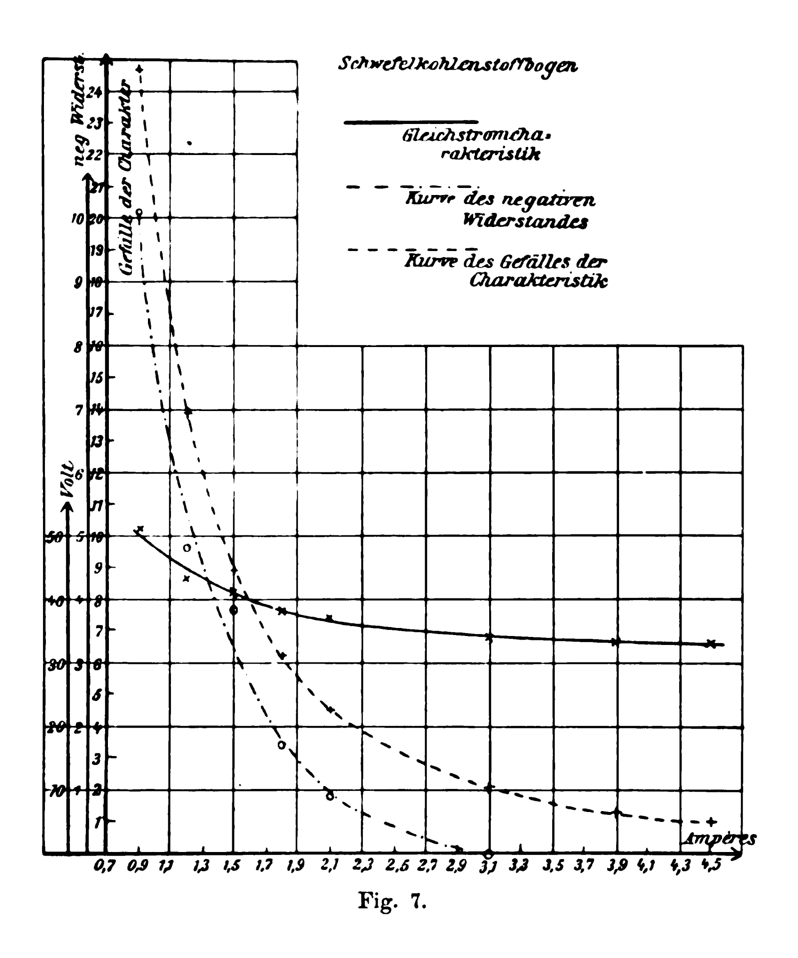


Fig. 7.

α der dem Quadrate der effektiven Stromstärke des überlagerten Wechselstromes proportionale Galvanometerausschlag;

$\Delta\alpha$ die Zunahme dieses Ausschlages, die eintrat, wenn an Stelle des Widerstandes o der Lichtbogen eingeschaltet wurde;

$\delta\alpha$ die prozentuale Zunahme der effektiven Stromstärke bei der Ausschlagszunahme $\Delta\alpha$;

$\left|\frac{\partial e}{\partial I}\right| = \frac{a}{I^2}$, der absolute Betrag des Gefälles der Gleichstromcharakteristik, graphisch aus den Watt-Stromstärkekurven ermittelt mit Hilfe der Gleichung $e I = a + I b$.

Bei der graphischen Darstellung jeder Beobachtungsreihe sind drei Kurven gezeichnet:

1. Gleichstromcharakteristik (ausgezogen): Abszisse I, Ordinate e;

2. Kurve des negativen Widerstandes (strichpunktiert): Abszisse I, Ordinate $\delta \alpha$;

3. Kurve des Gefälles der Gleichstromcharakteristik (gestrichelt): Abszisse I, Ordinate $\left|\frac{\partial e}{\partial I}\right| = \frac{a}{I^2}$.

Tabelle 1 (Fig. 7).

l ca. 3 mm; $\alpha = 57$; $a = 20$; $b = 28$.

e	I	$\Delta \alpha$	$\delta \alpha$	$\left\|\frac{\partial e}{\partial I}\right\|$
51	0,9	12,0	10,1	24,7
43	1,2	5,5	4,8	13,9
41	1,5	4,5	3,8	8,9
38	1,8	2,0	1,7	6,2
37	2,1	1,0	0,9	4,5
34	3,1	0,0	0,0	2,1
33	3,9	0,0	0,0	1,3
33	4,5	0,0	0,0	1,0

Tabelle 2 (Fig. 8).

l ca. 2,5 mm; $\alpha = 57$; $a = 11$; $b = 27$.

e	I	$\Delta \alpha$	$\delta \alpha$	$\left\|\frac{\partial e}{\partial I}\right\|$
47,5	0,5	14,5	12,1	44,0
43,0	0,7	8,0	6,8	22,4
40,0	0,8	5,5	4,8	17,2
39,0	1,0	4,5	3,8	11,0
37,0	1,2	3,0	2,6	7,6
36,0	1,3	2,5	2,1	6,5
34,0—35,0	1,5	2,0	1,7	4,9
34,0	1,6	1,5	1,3	4,3
34,0	1,7	1,0	0,9	3,8
32,0	2,2	0,0	0,0	2,3
32,0	2,5	0,0	0,0	1,8

Tabelle 3 (Fig. 9).

l ca. 1,5 mm; $\alpha = 57$; $a = 2,0$; $b = 25$.

e	I	$\Delta \alpha$	$\delta \alpha$	$\left\|\frac{\partial e}{\partial I}\right\|$
30	0,5	3,0	2,6	8,0
28	0,6	2,5	2,1	5,6
27	0,8	2,0	1,7	3,1
26,5	1,0	1,0	0,9	2,0
26,5	1,1	1,0	0,9	1,6
26,5	1,3	0,5	0,0	1,2
26,5	1,5	0,0	0,0	0,9
26,5	1,6	0,0	0,0	0,8
26,5	1,8	0,0	0,0	0,6

Auch beim Lichtbogen an Luft zeigt sich eine Abnahme des negativen Widerstandes mit wachsender Gleichstromstärke. Zur Messung wurde die S. 277 erwähnte Serien-Bogenlampe der „Gesellschaft für draht-

lose Telegraphie"[1]) verwendet. Im ganzen konnten 6 Lampen hintereinander geschaltet werden. Die Anode einer jeden einzelnen Lampe

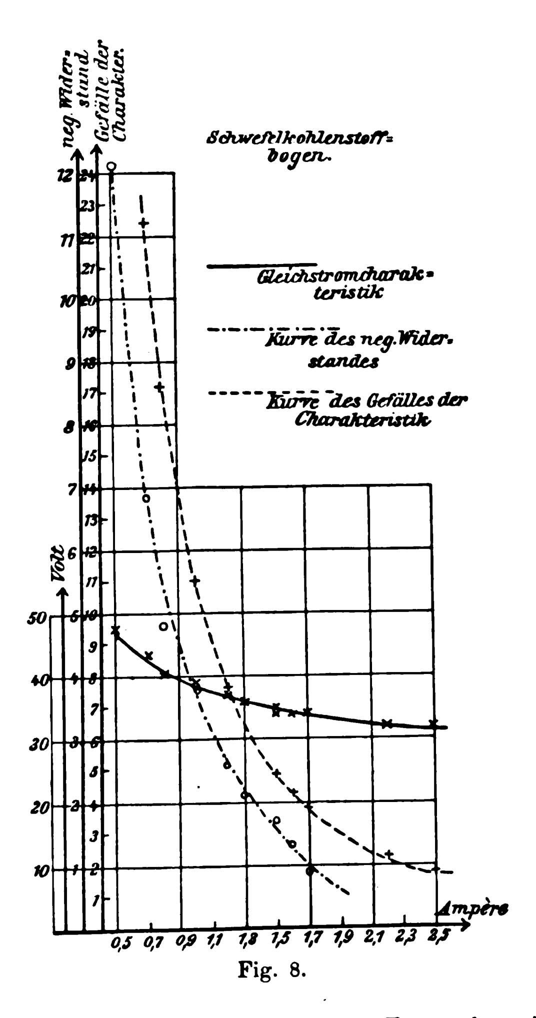


Fig. 8.

war Kohle, die Kathode gekühltes Kupfer. Es ergaben sich folgende Beobachtungsreihen:

1) Eine genaue Beschreibung dieser Lampe vgl. C. Schapira, Die Hochfrequenzlampe mit unterteiltem Lichtbogen. Dissert. Techn. Hochschule Berlin, 1908; Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 2, 55, 1908.

Tabelle 4 (Fig. 10).

1 Lampe; $l = 1{,}95$ mm; $\alpha = 37{,}0$.

e	I	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$
65	0,5	5,0	6,6
55	1,0	3,5	4,6
47	1,2	2,5	3,5
45	1,5	2,0	2,8
42	1,7	1,5	2,1
38	1,9	0,0	0,0
35	2,4	0,0	0,0

Tabelle 5 (Fig. 11).

(2 Lampen hintereinander geschaltet.)
l (jeder einzelnen Lampe) = 1,2 mm;
$\alpha = 37{,}0$.

e	I	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$
70	1,0	5,0	6,6
65	1,1	4,0	5,5
60	1,2	3,0	3,9
55	1,6	1,5	2,1
48	2,2	0,0	0,0
43	2,8	0,0	0,0

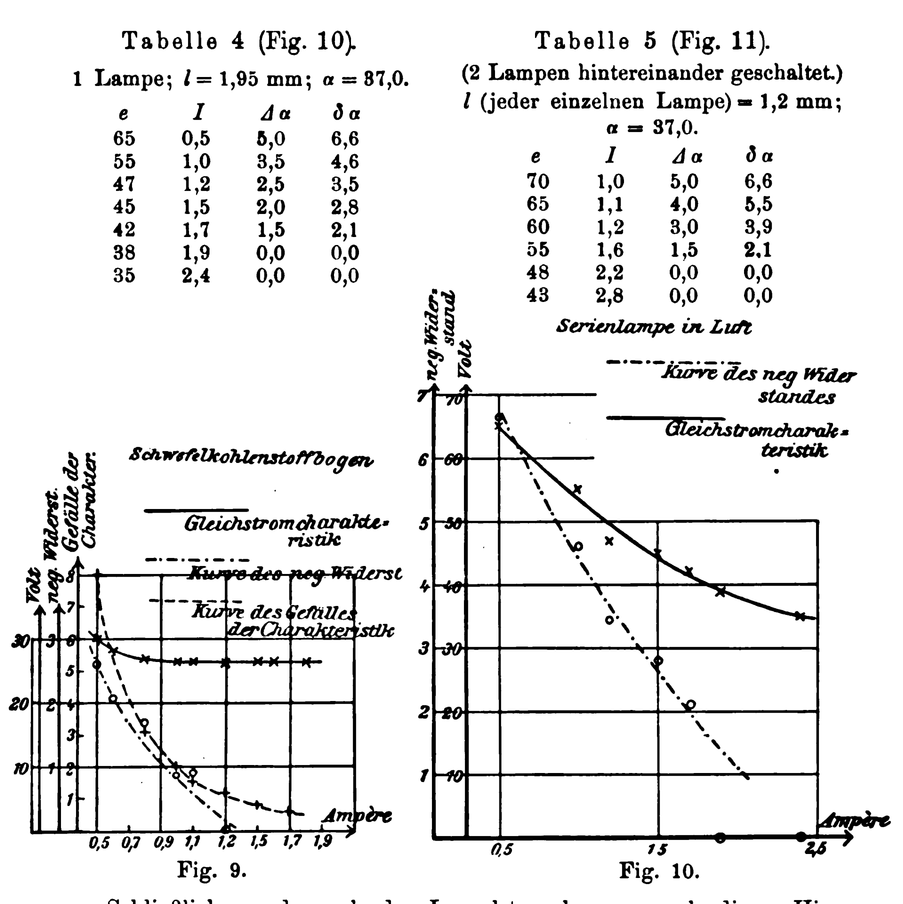


Fig. 9.

Fig. 10.

Schließlich wurde noch der Leuchtgasbogen nach dieser Hinsicht untersucht. Auch hier nimmt der absolute Betrag des negativen Widerstandes mit wachsender Gleichstromstärke ab.

Tabelle 6 (Fig. 12).

l ca. 2,0 mm; $\alpha = 30$; $a = 40$; $b = 35$.

e	I	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$	$\left\lvert\frac{\partial e}{\partial I}\right\rvert$
68—70	1,2	5,0	8,0	27,7
61—62	1,5	4,0	6,4	17,7
57—58	1,8	3,0	4,9	11,6
55	2,0	2,5	4,0	10,0
52—53	2,2	2,0	3,3	8,3
49—50	2,8	1,0	1,7	5,1
48	3,4	0,0	0,0	3,4
48	3,8	0,0	0,0	2,8

Tabelle 7 (Fig. 13).

l ca. 1 mm; $\alpha = 30$; $a = 12$; $b = 33$.

e	I	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$	$\left\lvert\frac{\partial e}{\partial I}\right\rvert$
54—60	0,5	4,5	7,1	48,0
52—54	0,6	4,0	6,4	33,3
45—47	1,1	2,5	4,0	9,9
43—45	1,2	2,0	3,3	8,3
41—44	1,5	1,5	2,4	5,3
41—42	1,8	1,0	1,7	3,7
40	2,0	1,0	1,7	3,0
40	2,2	0,0	0,0	2,5

Es ergibt sich somit das Resultat, daß der absolute Betrag des negativen Widerstandes mit wachsender Gleichstromstärke abnimmt.

Unter der Voraussetzung, daß die Wechselstromcharakteristik des Lichtbogens mit der Gleichstromcharakteristik übereinstimmt, fand H. Th. Simon[1]), daß die Energieabgabe aus dem Lichtbogen um so größer ist, je kleiner die Gleichstromstärke ist. Mit abnehmender Gleichstromstärke nimmt aber das Gefälle der Charakteristik $\left|\frac{\partial e}{\partial I}\right| = \frac{a}{I^2}$ zu, und es ergibt sich daher unter der gemachten Voraussetzung, daß die Energieabgabe aus dem Lichtbogen um so größer ist, je stärker seine Gleichstromcharakteristik fällt[2]).

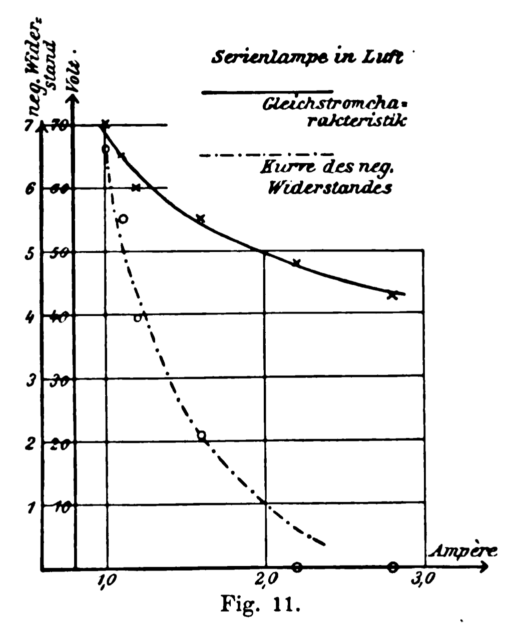


Fig. 11.

Vergleicht man nun in Fig. 7—13 die Kurven des negativen Widerstandes mit den Kurven des Gefälles der Gleichstromcharakteristik, so ergibt sich, daß beide ganz analogen Verlauf zeigen.

Man kann daher sagen, daß bei der niedrigen Periodenzahl 50 für die Größe des negativen Widerstandes in einem Punkte der Gleichstromcharakteristik die Steilheit der letzteren maßgebend ist.

1) H. Th. Simon, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie **1**, 46, 1907.
2) H. Th. Simon, Phys. Ztschr. **7**, 444, 1906; Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie **1**, 47, 1907.

§ 6. Abhängigkeit des negativen Widerstandes von der Bogenlänge.

Wird bei einem Lichtbogen bei konstant gehaltener Gleichstromstärke die Bogenlänge vergrößert, so rückt man zu einem Punkte einer

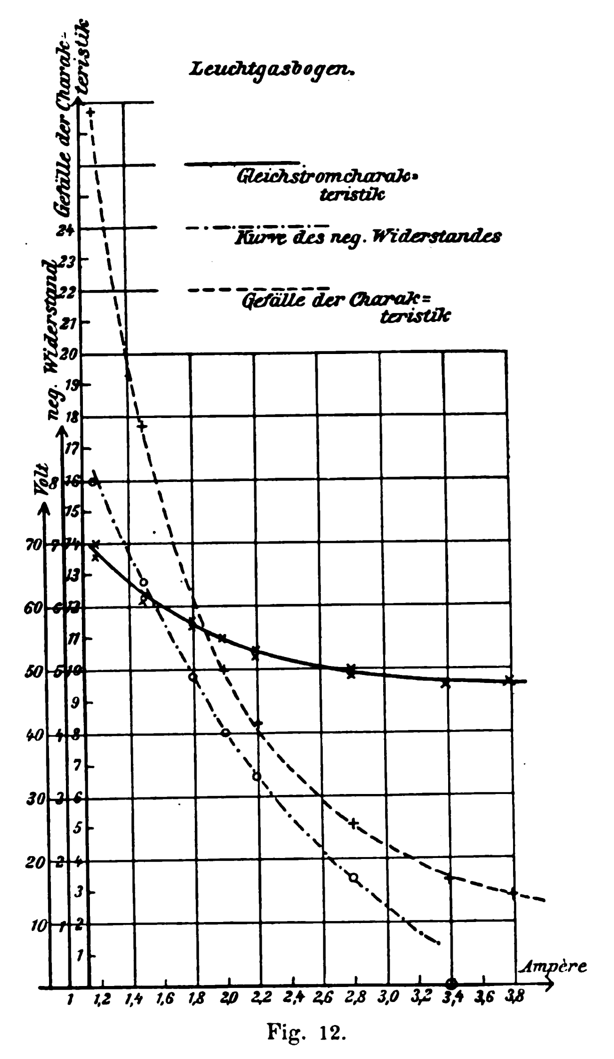


Fig. 12.

anderen Charakteristik, die in den Punkten, welche über den Punkten der ursprünglichen Charakteristik liegen, steileren Verlauf besitzt. In

der Tat nimmt die Größe a in der Formel $\frac{a}{I^2}$, welche das Gefälle der Charakteristik ausdrückt, mit wachsender Bogenlänge zu. Das trifft nicht nur beim Schwefelkohlenstoffbogen zu, sondern bei jedem Lichtbogen, unabhängig vom Einbettungsmaterial.

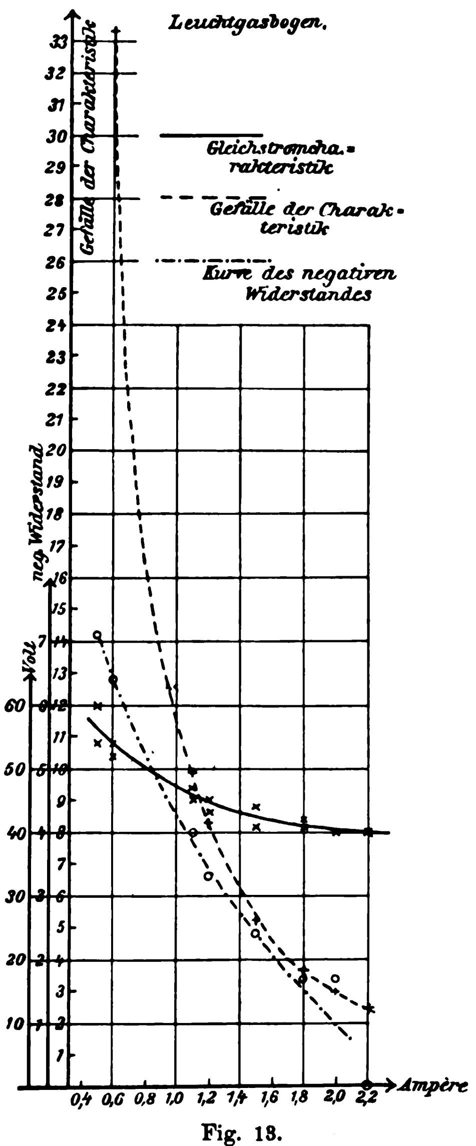


Fig. 13.

Bei der Untersuchung der Abhängigkeit des negativen Widerstandes von der Bogenlänge blieben Gleichstromstärke und Amplitude des überlagerten Wechselstromes konstant; geändert wurde die Lichtbogenlänge und damit die Klemmspannung des Lichtbogens. Mit anderen Worten, es erfolgte die in § 4 beschriebene Messung in einer Reihe von Punkten P_1, P_2, P_3 ... verschiedener Charakteristiken C_1, C_2, C_3 ..., die alle dieselbe Abszisse I besaßen (Fig. 14). Bei der Messung

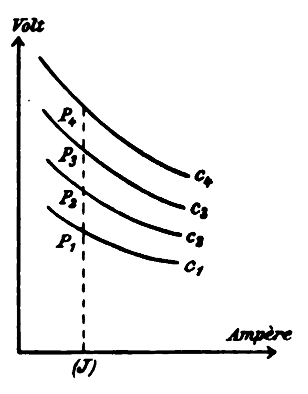


Fig. 14.

wurde zunächst der Lichtbogen auf einen bestimmten Punkt P_1 irgend einer Charakteristik C_1 eingestellt, und die in § 4 beschriebene Messung ausgeführt. Dann wurde zunächst die Gleichstromstärke vergrößert und hierauf der Elektrodenabstand so stark verlängert, bis wieder die ursprüngliche Gleichstromstärke erreicht war. Infolgedessen rückte Punkt P_1, da die Klemmspannung linear mit der Bogenlänge wächst, zu einem höher gelegenen Punkte P_2, der aber jetzt einer anderen Charakteristik angehört. In diesem Punkte P_2 wurde dieselbe Messung ausgeführt, und so entlang der Geraden $P_1 P_2 P_3 \ldots$ (Fig. 14).

Zunächst war die Periodenzahl des überlagerten Wechselstromes 50. Auf diese Periodenzahl beziehen sich die Messungsreihen der Tab. VIII bis XIV, bei welchen folgende Bezeichnungen gebraucht sind:

I Gleichstromstärke des Lichtbogens in Ampere;

α der dem Quadrate der effektiven Stromstärke des überlagerten Wechselstromes proportionale Galvanometerausschlag, wenn der Lichtbogen kurz geschlossen war;

e die Klemmspannung des Gleichstromlichtbogens in Volt;

l die Bogenlänge in Millimeter (angenähert);

$\Delta\alpha$ die Zunahme des Ausschlages α, die eintrat, wenn an Stelle des Widerstandes o der Lichtbogen eingeschaltet wurde;

$\delta\alpha$ die prozentuale Zunahme der effektiven Stromstärke bei der Ausschlagszunahme $\Delta\alpha$.

Bei der graphischen Darstellung wurden als Abszissen nicht die Bogenlängen selbst aufgetragen, da diese nicht mit genügender Genauigkeit gemessen werden konnten, sondern die Klemmspannungen des Lichtbogens e, die ja lineare Funktionen der Bogenlängen sind. Als Ordinaten wurden die Größen $\delta\alpha$ genommen.

Die Tabellen 8—10 beziehen sich auf den Schwefelkohlenstoffbogen.

Tabelle 8 (Fig. 15, I).

$I = 2{,}0$ Amp.; $\alpha = 36$.

e	l (ca.) mm	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$
32	2,5	1,0	1,3
40	3,0	2,0	2,7
45	3,5	2,5	3,4
52	4,0	3,5	4,8
58	4,5	5,0	6,7

Tabelle 9 (Fig. 15, II).

$I = 1,5$ Amp.; $\alpha = 36$.

e	l (ca.) mm	$\varDelta\alpha$	$\delta\alpha$
17,0	0,5	0,0	0,0
29,0	1,5	1,5	2,1
33,5	2,5	2,5	3,4
41,0	3,5	4,5	6,1
43,0	4,0	5,0	6,7
55,0	4,5	8,5	11,2

Tabelle 10 (Fig. 15, III).

$I = 0,7$ Amp.; $\alpha = 36$.

e	l (ca.) mm	$\varDelta\alpha$	$\delta\alpha$
20	0,5	0,0	0,0
35	2,0	3,5	4,8
43	2,5	9,0	11,8
50	3,5	11,5	14,8
55	4,0	20,0	24,7

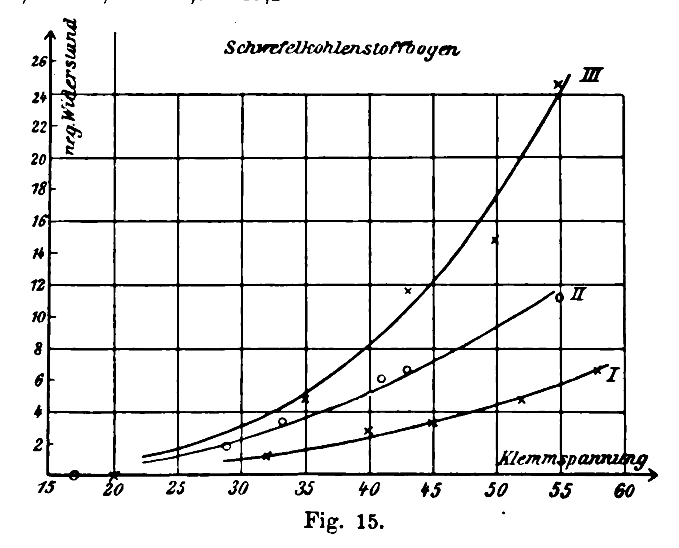


Fig. 15.

Mit wachsender Bogenlänge nimmt also der absolute Betrag des negativen Widerstandes beim Schwefelkohlenstoffbogen zu.

Entsprechende Messungen wurden am Luftbogen, und zwar wieder an der erwähnten Serien-Bogenlampe, ausgeführt. Es ergaben sich die folgenden Beobachtungsresultate bei der Periodenzahl 50 des überlagerten Wechselstromes:

Tabelle 11 (Fig. 16).

1 Lampe; $I = 1,3$ Amp.; $\alpha = 37$.

e	l (mm)	$\varDelta\alpha$	$\delta\alpha$
30	0,9	0,0	0,0
40	1,8	2,0	2,6
45	2,7	2,0	2,6
55	3,6	3,0	4,1
60	4,5	4,0	5,3

Tabelle 12 (Fig. 17).

(2 Lampen hintereinander geschaltet.)

$I = 1,6$ Amp.; $\alpha = 37$.

e	l (jeder einzelnen Lampe.)	$\varDelta\alpha$	$\delta\alpha$
15	0,15	0,0	0,0
23	0,30	0,0	0,0
40	0,6	1,5	2,1
55	0,9	2,0	2,6
70	1,2	3,0	4,1

Auch beim Leuchtgasbogen nimmt mit wachsender Bogenlänge der absolute Betrag des negativen Widerstandes zu, wie aus den Messungsreihen Tabelle 13, 14 zu ersehen ist, bei welchen die Periodenzahl des überlagerten Wechselstromes wieder 50 war.

Tabelle 13 (Fig. 18, I).

$I = 1.8$ Amp.; $\alpha = 30$.

e	l (ca.) mm	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$
30	1,0	0,0	0,0
38	1,5	1,0	1,7
45	2,0	2,0	3,3
56	2,5	3,0	4,7
65	3,0	4,5	7,2

Tabelle 14 (Fig. 18, II).

$I = 1,0$ Amp.; $\alpha = 30$.

e	l (ca.) mm	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$
28	0,5	0,0	0,0
35	1,0	2,0	3,3
43	1,5	3,0	4,7
55	2,0	4,0	6,5
65	2,5	6,0	9,5

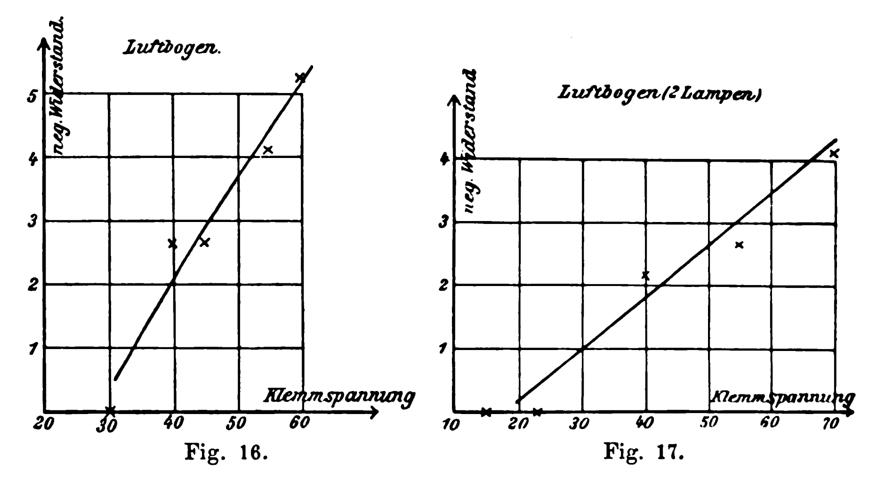


Fig. 16. Fig. 17.

Bei der niedrigen Periodenzahl 50 zeigt sich somit allgemein eine Zunahme des absoluten Betrages des negativen Widerstandes mit zunehmender Bogenlänge. Dieses Ergebnis stimmt überein mit dem von Simon[1]) gewonnenen Resultat, daß, gleiches Verhalten von Gleichstrom- und Wechselstromcharakteristik vorausgesetzt, die Energieabgabe eines Gleichstromlichtbogens bei parallel geschaltetem Eigenschwingungskreise mit wachsender Bogenlänge zunimmt.

Anders wird jedoch das Verhalten des negativen Widerstandes bei stark zunehmender Periodenzahl. Es zeigt sich, wie aus den ausgezogenen Kurven der Fig. 19—20, Tab. 15 u. 16 zu ersehen ist, daß

1) H. Th. Simon, Phys. Ztschr. 7, 444, 1906; Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 1, 47, 57, 1907.

bei hohen Frequenzen der absolute Betrag des negativen Widerstandes mit wachsender Bogenlänge zunimmt, ein Maximum erreicht und bei weiterer Vergrößerung der Bogenlänge wieder abnimmt.

Die Messung, die wieder am Schwefelkohlenstoffbogen ausgeführt wurde, erfolgte nach der S. 23 beschriebenen Methode, nur war jetzt der induzierende Stromkreis III (Fig. 6) der Eigenschwingungskreis eines Leuchtgasbogens. Die Kapazität dieses Eigenschwingungskreises betrug $7,7 \cdot 10^{-3}$ M. F., die Selbstinduktion betrug $5,03 \cdot 10^{4}$ cgs Die Periodenzahl des überlagerten Wechselstromes, nach der Thomsonschen Formel berechnet, war daher $2,56 \cdot 10^{5}$. Bei der graphischen

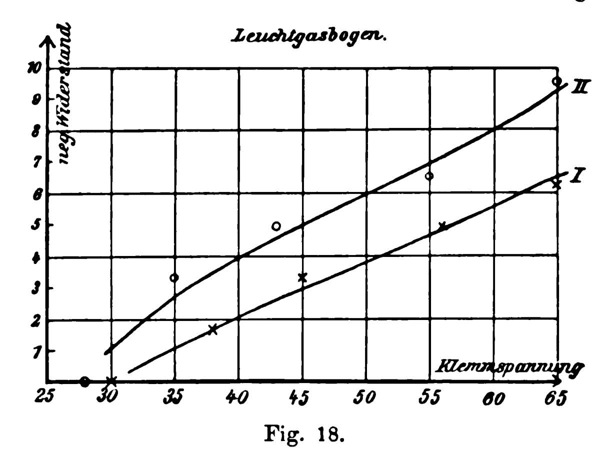


Fig. 18.

Darstellung der Kurven des negativen Widerstandes wurden wieder die Klemmspannungen als Abszissen, die Änderungen der überlagerten effektiven Stromstärken als Ordinaten aufgetragen.

Außerdem wurden die Amplituden der Eigenschwingungen des Schwefelkohlenstoffbogens gemessen, die dieser in einem Eigenschwingungskreise erzeugte, welcher dieselbe Periodenzahl besaß wie der nachher überlagerte Wechselstrom III. Bei hochfrequentem Eigenschwingungskreise nimmt nun die Amplitude der erregten Schwingungen mit wachsender Bogenlänge nicht dauernd zu, wie bei niedriger Eigenschwingungszahl, sie erreicht vielmehr bei einer bestimmten Bogenlänge ein Maximum, um bei weiterer Vergrößerung der Bogenlänge wieder abzunehmen. Wenn daher die Bogenlängen (bzw. die Klemmspannungen e) als Abszissen, die Amplituden der erregten Schwingungen als Ordinaten aufgetragen wurden, so erhielt man Kurven mit aus-

gesprochenem Maximum. Die diesbezüglichen Kurven sind in den Fig. 19 bis 20 gestrichelt gezeichnet. Sie besitzen Maxima, die mit großer Annäherung unter den Maximis der entsprechenden ausgezogenen Kurven liegen.

Die Bezeichnungen bei den Beobachtungsreihen sind die folgenden:

I Gleichstromstärke des Lichtbogens in Ampere;

e Klemmspannung des Lichtbogens in Volt;

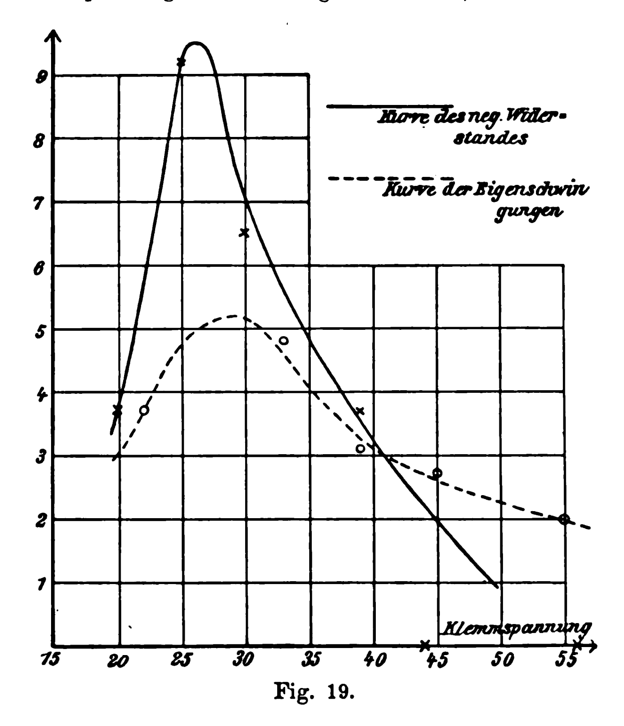


Fig. 19.

α der dem Quadrate der effektiven Stromstärke des überlagerten Wechselstromes von der Periodenzahl $n = 2{,}56 \cdot 10^5$ proportionale Galvanometerausschlag, wenn der Lichtbogen kurz geschlossen war;

$\Delta\alpha$ die Zunahme des Ausschlages α, wenn an Stelle des Widerstandes o der Lichtbogen eingeschaltet wurde;

$\delta\alpha$ die prozentuale Zunahme der effektiven Stromstärke bei der Ausschlagszunahme $\Delta\alpha$;

s Galvanometerausschlag, erzeugt durch Eigenschwingungen im Kreise II (Fig. 6), falls dieser dieselbe Periodenzahl besaß wie nachher der überlagerte Wechselstrom;

$\sqrt{s}$ Quadratwurzel des Galvanometerausschlages s, die der Amplitude der erzeugten Eigenschwingungen proportional ist.

Die beiden folgenden Messungsreihen beziehen sich auf dieselbe Periodenzahl $n = 2{,}56 \cdot 10^5$, aber auf verschiedene Gleichstromstärken I.

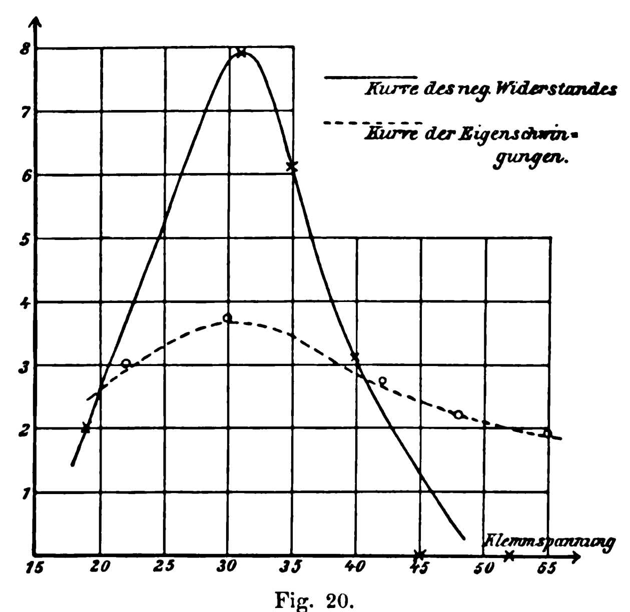


Fig. 20.

Tabelle 15 (Fig. 19), $I = 1{,}15$ Amp.; $\alpha = 26$.

e	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$	s	$\sqrt{s}$
20	2,0	3,7		
22			14,0	3,7
25	5,0	9,2		
30	3,5	6,5		
33			23,0	4,8
39	2.0	3,7		
44	0,0	0,0		
45			9,5	3,1
55			7,0	2,7
56	0,0	0,0	4,0	2,0

Tabelle 16 (Fig. 20). $I = 1{,}35$ Amp.; $\alpha = 24$.

e	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$	s	$\sqrt{s}$
19	1,0	2.0		
22			9,0	3,0
30			13,5	3,7
31	4,0	7,9		
35	3,0	6,1		
40	1,5	3,1		
42			7,0	2,7
45	0,0	0,0		
48			5,0	2,2
52	0,0	0,0		
55			3,5	1,9

Die Abhängigkeit des negativen Widerstandes von der Bogenlänge bei hochfrequentem überlagertem Wechselstrome ist demnach analog dem Gesetz, welches die Amplitude der von einem Lichtbogen erregten hochfrequenten Eigenschwingungen mit der Bogenlänge verknüpft.

§ 7. Abhängigkeit des negativen Widerstandes von der Amplitude des überlagerten Wechselstromes.

Der negative Widerstand des Gleichstromlichtbogens ist auch eine Funktion der Amplitude des Wechselstromes, der dem Lichtbogen überlagert wird.

Um diese Abhängigkeit zu untersuchen, wurde dieselbe Versuchsanordnung gewählt wie bisher (Fig. 6). Konstant blieb bei den Messungen die Gleichstromstärke I, die Bogenlänge l (und folglich die Klemmspannung e), sowie bei einer Messungsreihe die Periodenzahl des überlagerten Wechselstromes. Der Lichtbogen brennt also bei einer Messungsreihe dauernd auf ein- und demselben Punkte P seiner Charakteristik (Fig. 21).

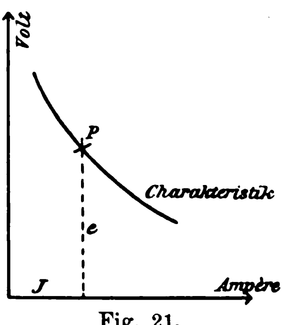


Fig. 21.

Geändert wurde die Amplitude des überlagerten Wechselstromes, indem die Amplitude des induzierenden Wechselstromes im Kreise III geändert wird. Gemessen wurde wieder die prozentuale Änderung der effektiven Stromstärke, die eintrat, wenn an Stelle des Widerstandes o der Schwefelkohlenstofflichtbogen eingeschaltet wurde.

Die nach jeder Messung von neuem nötige Einstellung des Lichtbogens auf den Punkt P der Charakteristik erfolgte durch Aufsuchung der zu P gehörigen Koordinaten e und I (vgl. S. 16).

Bei den graphischen Darstellungen wurden als Abszissen die effektiven Stromstärken der überlagerten Wechselströme aufgetragen, und zwar deren Wert bei kurz geschlossenem Lichtbogen. Als Ordinaten wurden wieder die prozentualen Änderungen derselben aufgetragen, wenn an Stelle des Lichtbogens der Widerstand o eingeschaltet wurde. Die überlagerten Wechselströme hatten die effektive Stärke 0,5 bis 3 Milliampere.

Die Bezeichnungen in den Tabellen sind die folgenden:

I Gleichstromstärke des Lichtbogens in Ampere;

e Klemmspannung des Lichtbogens in Volt;

l Bogenlänge des Lichtbogens in Millimeter (angenähert);

α der dem Quadrate der effektiven Stromstärke des überlagerten Wechselstromes proportionale Galvanometerausschlag, wenn der Lichtbogen kurz geschlossen war;

$\sqrt{\alpha}$, die Abszisse bei der graphischen Darstellung, proportional der effektiven Stromstärke des überlagerten Wechselstromes, wenn der Lichtbogen kurz geschlossen war;

$\Delta\alpha$ die Zunahme des Ausschlages α, die eintrat, wenn an Stelle des Widerstandes o der Lichtbogen eingeschaltet war;

$\delta\alpha$ die prozentuale Zunahme der effektiven Stromstärke bei der Ausschlagszunahme $\Delta\alpha$.

Bei den Beobachtungsreihen Tabelle **16** u. **17**, die sich auf den Schwefelkohlenstoffbogen beziehen, war die Periodenzahl des überlagerten Wechselstromes 50.

Tabelle **16** (Fig. 22).
I = 0,6 Amp.; e = 55 V.; l ca. 3 mm.

α	$\sqrt{\alpha}$	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$
60,5	7,78	8,5	6,8
53,5	7,31	9,0	8,2
50,0	7,07	10,0	9,6
40,5	6,36	8,5	10,1
37,0	6,08	8,0	10,4
34,0	5,83	8,0	11,1
30,0	5,48	7,0	10,9
26,0	5,10	6,0	11,0
24,0	4,90	6,0	11,8

Tabelle **17** (Fig. 23).
I = 0,9 Amp.; e = 53 V.; l ca. 3,5 mm.

α	$\sqrt{\alpha}$	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$
65,0	8,06	7,0	5,3
60,0	7,75	8,0	6,4
55,0	7,42	10,0	8,6
52,0	7,21	9,0	8,3
47,0	6,86	9,0	9,0
42,0	6,48	9,0	10,2
33,5	5,79	6,5	9,2
28,5	5,34	6,0	9,9

Man sieht hieraus, daß mit wachsender Amplitude des überlagerten Wechselstromes der absolute Betrag des negativen Widerstandes abnimmt.

Dieselbe Erscheinung zeigt sich, wenn der überlagerte Wechselstrom hochfrequent war. Die Periodenzahl des überlagerten Wechselstromes betrug $2,56 \cdot 10^5$. Die folgende Messungsreihe bezieht sich auf den Schwefelkohlenstoffbogen.

Tabelle 18 (Fig. 24).
I = 0,8 Amp.; e = 52 V.; l ca. 3 mm.

α	$\sqrt{\alpha}$	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$
11	3,32	15	53,6
25	5,0	24	40,0
29	5,39	31	43,8
36	6,0	22	27,0
41	6,40	33,5	34,8
51	7,14	36,0	30,7

Auch bei überlagertem hochfrequentem Wechselstrome nimmt der absolute Betrag des negativen Widerstandes mit wachsender Amplitude des überlagerten Wechselstromes ab.

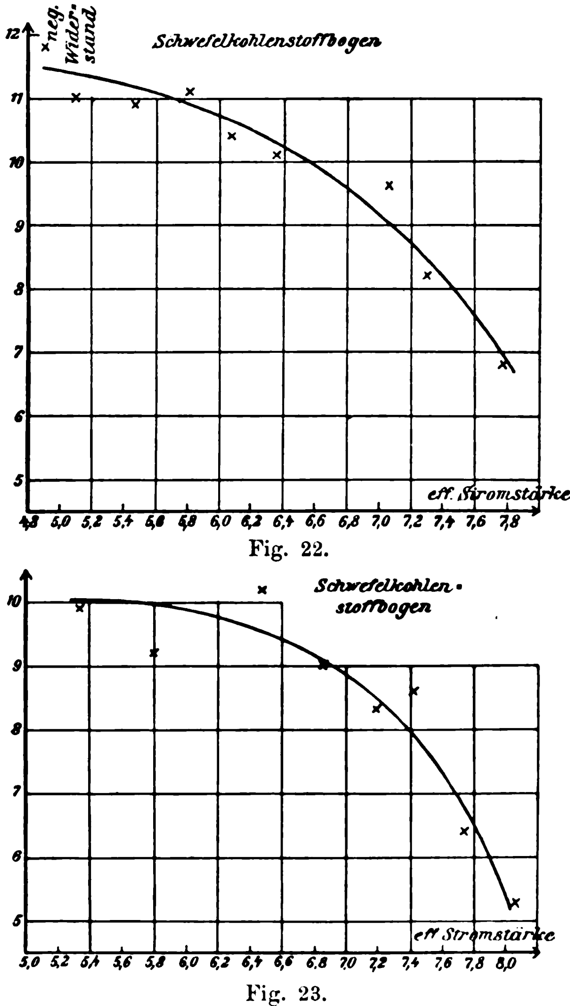


Fig. 22.

Fig. 23.

Entsprechende Messungen wurden auch am Luft-Bogen (Serienlampe) ausgeführt, und auch dort nimmt der absolute Betrag des negativen Widerstandes zu, wenn die Amplitude des überlagerten Wechselstromes abnimmt. Es ergibt sich dies aus den folgenden, in Tabelle 19 u. 20 aufgeführten Messungsreihen, bei welchen die Periode des überlagerten Wechselstromes 50 betrug.

Tabelle 19 (Fig. 25).
(5 Lampen hintereinander geschaltet.)
$I = 1{,}96$ Amp.; $e = 69$ V.; l (jeder einzelnen Lampe) = 1,4 mm.

α	$\sqrt{\alpha}$	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$
42	6,48	5,0	5,9
36	6,00	5,0	6,7
32	5,66	5,0	7,4
27	5,20	4,0	7,1
24	4,90	4,0	7.9
19	4,36	4,0	10,1
15	3,87	3,0	9,6

Tabelle 20 (Fig. 26).
(5 Lampen hintereinander geschaltet.)
$I = 1{,}5$ Amp.; $e = 107$ V.; l (jeder einzelnen Lampe) = 1,2 mm.

α	$\sqrt{\alpha}$	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$
48,0	6,93	5,0	5,1
39,0	6,24	5,0	6,3
35,0	5.92	5,0	6,9
29,5	5,43	4,5	7,4
24.0	4,90	4,0	7,9
18,0	4,24	4,0	10,6
15,0	3,87	3,0	9,6

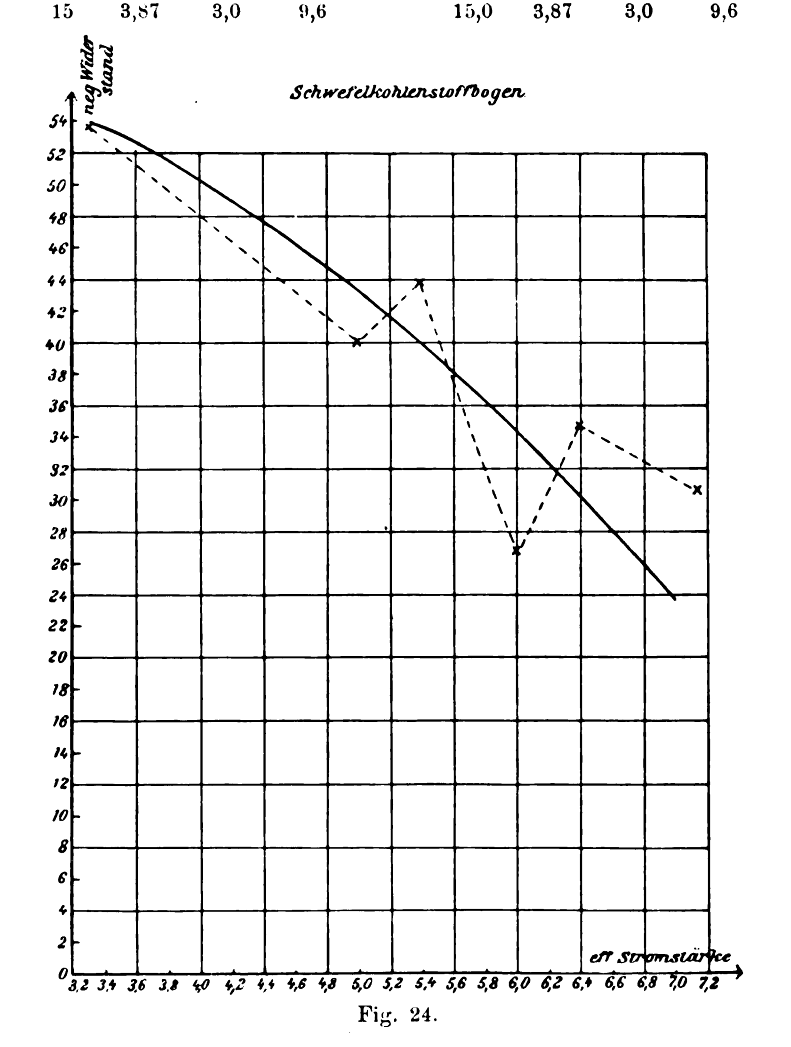


Fig. 24.

Endlich wird noch der Leuchtgasbogen untersucht. Auch bei ihm nimmt der absolute Betrag des negativen Widerstandes mit

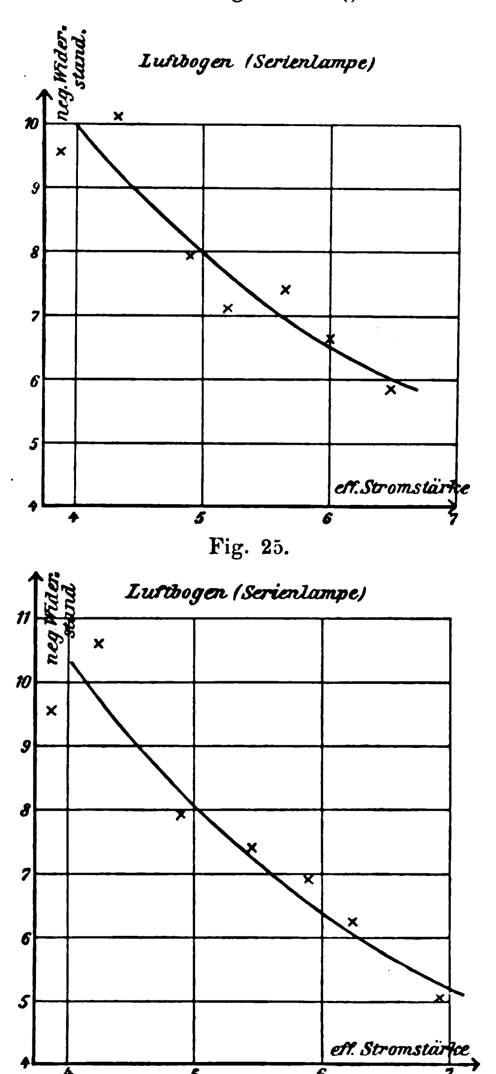


Fig. 25.

Fig. 26.

wachsender Amplitude des Wechselstromes ab, wie die folgenden Beobachtungsreihen zeigen, bei welchen die Periodenzahl 50 betrug:

Tabelle 20 (Fig. 27).
$I = 0,8$ Amp.; $e = 56$ V.; l ca. 1 mm.

α	$\sqrt{\alpha}$	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$
67	8,18	10,0	7,3
59	7,68	10,0	8,2
53	7,28	9,0	8,1
48	6,93	7,0	7,1
39,5	6,28	6,5	8,0
37,0	6,08	6,5	8,4
33,5	5,79	6,5	9,3
29,5	5,43	6,5	10,5

Tabelle 21 (Fig. 28).
$I = 0,9$ Amp.; $e = 53$ V.; l ca. 1,5 mm.

α	$\sqrt{\alpha}$	$\Delta\alpha$	$\delta\alpha$
66,5	8,16	11,0	7,8
61,0	7,81	9,0	7,2
54,5	7,38	7,0	8,0
51,0	7,14	7,0	6,7
46,0	6,78	6,0	6,3
39,5	6,29	6,0	7,3
38,0	6,16	5,5	7,1
34,0	5,83	5,5	7,8
29,0	5,39	4,5	7,4
25,5	5,05	4,0	7,5

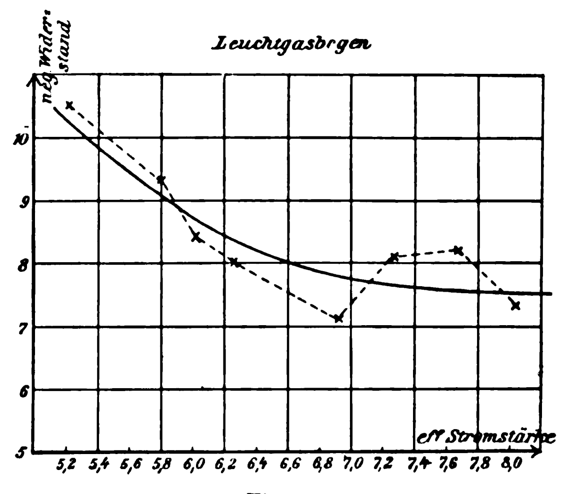


Fig. 27.

Der Vergleich der Fig. 22, 23 einerseits, sowie 27, 28 andererseits zeigt zugleich, daß der absolute Betrag des negativen Widerstandes mit wachsender Amplitude des überlagerten Wechselstromes beim Schwefelkohlenstoffbogen rascher abnimmt als beim Leuchtgasbogen. Es ist daher erklärlich, warum der Leuchtgasbogen im selben Eigenschwingungskreise stärkere Schwingungen zu erzeugen vermag als der Schwefelkohlenstoffbogen.

Allgemein ergibt sich als Resultat dieses Paragraphen, daß der absolute Betrag des negativen Widerstandes beim Lichtbogen mit wachsender Amplitude des überlagerten Wechselstromes abnimmt.

§ 8. Einfluß der Periodenzahl auf den absoluten Betrag des negativen Widerstandes.

Bei der Untersuchung der Abhängigkeit des negativen Widerstandes des Schwefelkohlenstoffbogens von der Periodenzahl des überlagerten Wechselstromes blieben Gleichstromstärke I, sowie Klemmspannung e des Lichtbogens ungeändert, der Lichtbogen blieb daher konstant auf demselben Punkte P der Charakteristik.

Geändert wurde die Periodenzahl des Wechselstromes, indem das eine Mal der induzierende Stromkreis III (Fig. 29) an die Wechselstromzentrale (Periodenzahl 50) angeschlossen wurde, während das andere Mal der induzierende Stromkreis aus dem Eigenschwingungskreise eines Leuchtgasbogens bestand.

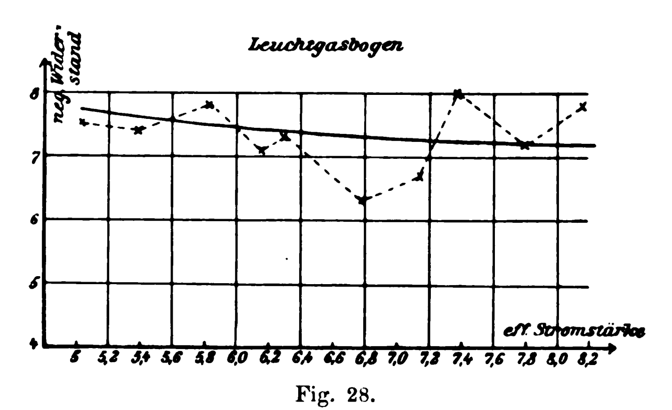


Fig. 28.

Die Konstanten des Eigenschwingungskreises II, nämlich Kapazität C, Selbstinduktion P und Widerstand w mußten bei diesen beiden Messungen verschieden gemacht werden. Wegen des letzteren Umstandes war auch die Empfindlichkeit der beiden Messungen verschieden. Es wurde deshalb bei diesen Messungen der negative Widerstand angenähert in Ohm ausgedrückt, wie folgt:

R ist ein im Kreise II eingeschalteter Rheostat (Flüssigkeitsrheostat mit verstellbaren Elektroden, und zwar Kupferelektroden in gesättigter Kochsalzlösung). Zunächst wurde die Amplitude des überlagerten Wechselstromes gemessen, wenn der Lichtbogen kurz geschlossen war (Ausschlag α_0 des Thermoelementes T). Hierauf wurde der Lichtbogen gezündet, wodurch sich die Amplitude des überlagerten Wechselstromes vergrößerte (Ausschlag α_1 des Thermoelementes T).

Es wurde nun soviel Widerstand R eingeschaltet, bis der Ausschlag α_1 wieder auf die ursprüngliche Größe α_0 gesunken war.

Es ergibt sich, daß bei Hochfrequenz R kleiner ist als bei niedriger Frequenz, wie aus den folgenden Beobachtungen zu ersehen ist, bei welchen der Lichtbogen auf einem Punkte der Charakteristik brannte, der durch die Werte $e = 40$ Volt, $I = 0{,}7$ Ampere bestimmt war:

n (Periodenzahl)	α_1	α_0	R
50	33	28	ca. 50 Ω
$7 \cdot 10^5$ [1])	48	28	ca. 13 Ω

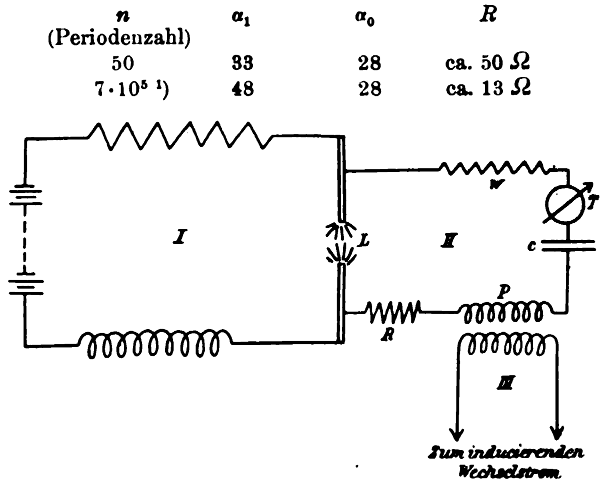


Fig. 29.

Hiermit steht im Einklang der Umstand[2]), daß die Amplitude der Eigenschwingungen, die ein Lichtbogen im Eigenschwingungskreise erzeugt, um so kleiner wird, je größer die Periodenzahl des Eigen schwingungskreises wird.

§ 9. Zusammenfassung der Resultate.

Die Ergebnisse der Arbeit sind folgende:

1. Es wurde der Schwefelkohlenstoffbogen, der sich durch außerordentlich ruhiges und gleichmäßiges Brennen auszeichnet, untersucht und gefunden, daß seine Gleichstromcharakteristik weniger steil ist als bei anderen Lichtbögen und bei gleicher Bogenlänge tiefer liegt.

1) Bestimmt nach der Thomsonschen Formel aus den Konstanten des induzierenden Kreises III. Kapazität 1900 cm, Selbstinduktion $2{,}45 \cdot 10^4$ cgs.

2) H. Th. Simon, Phys. Ztschr. 7, 443, 1906.

2. Es wurde der negative Widerstand des Schwefelkohlenstoffbogens untersucht. Hierbei ergaben sich Gesetzmäßigkeiten, welche überall da, wo ein Vergleich möglich ist, mit von Simon gefundenen Sätzen über die Erregung von Eigenschwingungen durch den Lichtbogen übereinstimmen:

a) Der absolute Betrag des negativen Widerstandes nimmt bei wachsender Gleichstromstärke ab;

b) der absolute Betrag des negativen Widerstandes nimmt mit wachsender Bogenlänge zu, wenn die Periodenzahl des durch den Lichtbogen fließenden Wechselstromes klein bleibt. Ist letzterer aber hochfrequent, so nimmt der absolute Betrag des negativen Widerstandes mit wachsender Bogenlänge zu, erreicht ein Maximum und nimmt bei weiterer Vergrößerung der Bogenlänge wieder ab. Genau ebenso verhält sich die Amplitude der erregten Eigenschwingungen;

c) mit wachsender Amplitude des durch den Lichtbogen fließenden Wechselstromes nimmt der absolute Betrag des negativen Widerstandes ab. Beim Schwefelkohlenstoffbogen erfolgt diese Abnahme rascher als beim Leuchtgasbogen;

d) bei großer Periodenzahl des durch den Lichtbogen fließenden Wechselstromes ist der absolute Betrag des negativen Widerstandes kleiner als bei niedriger Periodenzahl.

Über den Empfang kontinuierlicher, elektromagnetischer Wellen in der Radiotelegraphie.

Von **P. O. Pedersen.**

I. Bethenods interessanter Artikel im letzten Heft des „Jahrbuches“[1]) brachte mich auf den Gedanken, daß ein Auszug aus der Darstellung, welche ich bei meinen Vorlesungen über Schwachstromtechnik in der hiesigen, technischen Hochschule über einige hierher gehörige Verhältnisse gegeben habe, vielleicht für einige der Leser des „Jahrbuches“ von Interesse sein könnte. — Ich gebe daher im

1) J. Bethenod: Über den Empfang elektromagnetischer Wellen in der Radiotelegraphie. D. Z. 2, 603, 1909.



folgenden vorläufig einen Auszug meiner Darstellung der induzierten Schwingungen, die in einem aus zwei Schwingungskreisen bestehenden gekoppelten System entstehen, wenn der eine Kreis, der Primärkreis, von einer elektromotorischen Kraft

$$E_t = E_0 \cos n t \tag{1}$$

beeinflußt wird.

Der Einfachheit halber will ich nur die induktive Koppelung ins Auge fassen. Die benutzten Bezeichnungen sind (siehe übrigens Fig. 1):

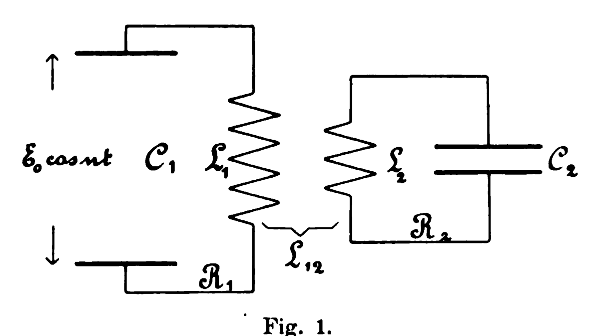


Fig. 1.

L_1 = Selbstinduktion (Henry)
C_1 = Kapazität (Farad)
R_1 = Widerstand (Ohm)
} Für den Primärkreis.

$h_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$.

L_2, C_2, R_2 und h_2 sind die entsprechenden Größen für den Sekundärkreis.

L_{12} = der gegenseitige Induktionskoeffizient (Henry).

q_1 = die maximale Ladung des Kondensators C_1 während einer Periode (Coulomb).

$I_1 = n q_1$ ist die maximale Stromstärke im Primärkreise während einer Periode (Amp.).

$W_1 = {}^1/_2 R_1 I_1^{\,2} = {}^1/_2 R_1 n^2 q_1^{\,2}$ = Energieverbrauch des Primärsystems (Watt).

q_2, I_2 und W_2 sind die entsprechenden Größen für den Sekundärkreis.

$\varkappa_1 = \frac{R_1}{2 L_1}$; $\varkappa_2 = \frac{R_2}{2 L_2}$; $\varkappa^2 = \varkappa_1 \varkappa_2 = \frac{R_1 R_2}{4 L_1 L_2}$ sind die Dämpfungsfaktoren.

$\varrho_1 = \frac{L_{12}}{L_1}$; $\varrho_2 = \frac{L_{12}}{L_2}$; $\varrho^2 = \varrho_1 \varrho_2 = \frac{L_{12}^2}{L_1 L_2}$ die Koppelungskoeffizienten.

$\delta_{01} = \frac{2\pi \varkappa_1}{\sqrt{h_1^2 - \varkappa_1^2}} \sim \frac{2\pi \varkappa_1}{h_1}$ ist das logarithmische Dekrement des Primärkreises vor der Koppelung.

$\delta_{02} = \frac{2\pi \varkappa_2}{\sqrt{h_2^2 - \varkappa_2^2}} \sim \frac{2\pi \varkappa_2}{h_2}$ ist die entsprechende Größe für den Sekundärkreis.

Folgende Verkürzungen werden im Laufe der Rechnung eingeführt:

$$e_0 = \frac{E_0}{L_1}. \qquad \alpha = \frac{\varkappa_2}{\varkappa_1}.$$

$$y = \frac{n L_{12}}{\sqrt{R_1 R_2}}. \qquad y_0 = \sqrt{\frac{1 + \alpha^2}{2\alpha}}.$$

Man findet leicht:[1])

$$q_1 = \frac{e_0 \sqrt{(h_2^2 - n^2)^2 + 4\varkappa_2^2 n^2}}{F(h_1, h_2)} \tag{2}$$

und

$$q_2 = \frac{e_0 \varrho_2 n^2}{F(h_1, h_2)}, \tag{3}$$

wobei

$$F(h_1, h_2) = \sqrt{[(h_1^2 - n^2)(h_2^2 - n^2) - 4\varkappa^2 n^2 - \varrho^2 n^4]^2 + 4n^2[\varkappa_1(h_2^2 - n^2) + \varkappa_2(h_1^2 - n^2)]^2}. \tag{4}$$

Die nachfolgenden Ausführungen haben den Zweck, in den Hauptzügen zu untersuchen, wie q_1 und q_2 von der Einstellung der beiden Kreise abhängen, also von den Werten für h_1 und h_2 [2]), indem wir uns doch hauptsächlich mit der Amplitude des Sekundärkreises q_2 beschäftigen, welche das größte, praktische Interesse hat.

1) Der Beweis wird hier übergangen, da er vielerorts gegeben ist. (Siehe z. B. M. Wien: Über die Rückwirkung eines resonierenden Systems. Wied. Ann. **61**, 151, 1897.)

2) Wir denken uns, daß h_1 und h_2 durch Variation der Werte von C_1 und C_2 respektive verändert werden, während L_1 und L_2 konstant erhalten werden; in diesem Falle sind die Koppelungskoeffizienten auch konstant.

a) Bestimmung der maximalen Amplitude des sekundären Systems.

Die erste Frage, welche vorliegt, ist: Wie soll man h_1 und h_2 wählen, so daß q_2 für gegebene Werte von E_0 und n so groß als möglich werden kann. Man ersieht aus (3), daß q_2 ein Maximum ist, wenn $F(h_1, h_2)$ ein Minimum ist. Die Werte von h_1 und h_2, welche $F(h_1, h_2)$ zum Minimum (oder Maximum) machen, werden, wie bekannt, durch folgende Gleichungen bestimmt:

$$\frac{\partial F(h_1, h_2)}{\partial h_1} = 0 \qquad \text{und} \qquad \frac{\partial F(h_1, h_2)}{\partial h_2} = 0, \tag{5}$$

welche ergeben (respektive):

$$h_1^2 - n^2 = \frac{\varrho^2 n^4 (h_2^2 - n^2)}{(h_2^2 - n^2)^2 + 4\varkappa_2^2 n^2} \quad \text{und} \quad h_2^2 - n^2 = \frac{\varrho^2 n^4 (h_1^2 - n^2)}{(h_1^2 - n^2)^2 + 4\varkappa_1^2 n^2} \tag{5^1}$$

Werden diese Gleichungen bezüglich h_1 und h_2 aufgelöst, dann erhält man folgende drei zusammenhängende Wertsätze:

$$\left.\begin{array}{c|c}
\text{I.} & \text{II.} \\
h_1^2 - n^2 = 0 & h_1^2 - n^2 = +\varkappa_1 n \sqrt{\frac{\varrho^2 n^2}{\varkappa^2} - 4} \\
h_2^2 - n^2 = 0 & h_2^2 - n^2 = +\varkappa_2 n \sqrt{\frac{\varrho^2 n^2}{\varkappa^2} - 4} \\
\multicolumn{2}{c}{\text{III.}} \\
\multicolumn{2}{c}{h_1^2 - n^2 = -\varkappa_1 n \sqrt{\frac{\varrho^2 n^2}{\varkappa^2} - 4}} \\
\multicolumn{2}{c}{h_2^2 - n^2 = -\varkappa_2 n \sqrt{\frac{\varrho^2 n^2}{\varkappa^2} - 4}}
\end{array}\right\} \tag{6}$$

Wird hierin gesetzt:

$$L_{12} = \frac{y}{n} \sqrt{R_1 R_2}. \tag{7}$$

Dann lassen sich die Gleichungen ausdrücken:

$$\left.\begin{array}{c|c}
\text{I.} & \text{II.} \\
h_1^2 - n^2 = 0 & h_1^2 - n^2 = +2\varkappa_1 n \sqrt{y^2 - 1} \\
h_2^2 - n^2 = 0 & h_2^2 - n^2 = +2\varkappa_2 n \sqrt{y^2 - 1} \\
\multicolumn{2}{c}{\text{III.}} \\
\multicolumn{2}{c}{h_1^2 - n^2 = -2\varkappa_1 n \sqrt{y^2 - 1}} \\
\multicolumn{2}{c}{h_2^2 - n^2 = -2\varkappa_2 n \sqrt{y^2 - 1}}
\end{array}\right\} \tag{6^1}$$

Nennt man die diesen drei Wertsätzen entsprechenden Werte von q_2 beziehungsweise $q_{2\,(I)}$, $q_{2\,(II)}$, und $q_{2\,(III)}$, dann findet man, daß

$$q_{2\,(I)} = \frac{e_0\,\varrho_2}{4\varkappa^2 + \varrho^2 n^2} = \frac{E_0\,L_{12}}{n^2 L_{12}^{\,2} + R_1 R_2} = \frac{y}{y^2+1}\cdot\frac{E_0}{n\sqrt{R_1 R_2}}. \tag{8}$$

Für $y = 1$ erhält $q_{2\,(I)}$ bekanntlich seinen größten Wert und dieser ist:

$$q_{2\,(I)\,\max} = \frac{E_0}{2n\sqrt{R_1 R_2}}. \tag{8^1}$$

Ferner ist:

$$q_{2\,(II)} = q_{2\,(III)} = \frac{e_0\,\varrho_2}{4\varrho\varkappa n} = \frac{E_0}{2n\sqrt{R_1 R_2}}. \tag{8^2}$$

Es geht unmittelbar aus (6^1) hervor, daß die mit II und III bezeichneten Wertsätze von h_1 und h_2 nur für $y > 1$ existieren, während die für $y = 1$ mit I zusammenfallen und für $y < 1$ komplexe Werte annehmen. Man hat also:

1. $h_1 = h_2 = n$.

Für $y < 1$ stellt der durch (8) bestimmte Wert von $q_{2\,(I)}$ das Maximum dar und es existieren keine anderen Maxima.

Für $y = 1$ geht der durch (8) bestimmte Maximalwert in das durch (8^1) bestimmte, absolute Maximum über.

Für $y > 1$ gibt (8) einen Minimalwert von q_2 an.

2. h_1 und h_2 bestimmt in Übereinstimmung mit (6^1) II und III.

Für $y < 1$ existieren diese Werte von h_1 und h_2 gar nicht.

Für $y = 1$ ist $h_1 = h_2 = n$.

Für $y > 1$ geben diese beiden Wertsätze von h_1 und h_2 zwei absolute Maxima von q_2 an.

Alle die so bestimmten Maximal- und Minimalwerte sind in Fig. 2 dargestellt als Funktionen von y, während die entsprechenden Werte von h_1 und h_2 in Fig. 3 [1]) abgesetzt sind [2]).

---

1) Die durch (6^1) III bestimmten Werte von h_1 und h_2 können nicht benutzt werden für solche Werte von y^2, welche größer sind als der kleinste der Werte $\frac{n^2}{4\varkappa_1^2} + 1$ und $\frac{n^2}{4\varkappa_2^2} + 1$. Da aber die Verhältnisse bei so fester Koppelung in dieser Verbindung kein Interesse haben, so gehe ich nicht näher auf diese Frage ein.

2) Zahlenwerte $\frac{\varkappa_1}{n} = 1{,}5 \cdot 10^{-2}$, $\frac{\varkappa_2}{n} = 3{,}333 \cdot 10^{-3}$ und $\alpha = \frac{\varkappa_2}{\varkappa_1} = 0{,}222$.

Für die durch (8^1) und (8^2) bestimmten, absoluten Maxima von q_2 erhält man:

$$W_2 = \frac{E_0^{\,2}}{8 R_1}, \tag{9}$$

welches die maximale Energiezufuhr zum Sekundärkreise repräsentiert.

Setzt man die durch (6, II und III) bestimmten Werte für h_1 und h_2 in die Formel (2) ein, so erhält man:

$$q_1 = \frac{E_0}{2 n R_1} \qquad (10$$

und der entsprechende Wert von W_1 wird:

$$W_1 = \frac{E_0^{\,2}}{8 R_1} = W_2. \tag{11}$$

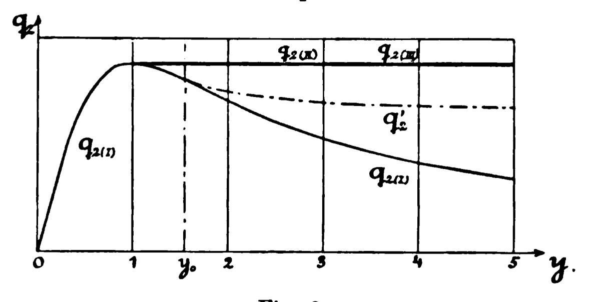


Fig. 2.

W e n n der S e k u n d ä r k r e i s das M a x i m u m von E n e r g i e e m p f ä n g t, ist der E n e r g i e v e r b r a u c h gleich groß im P r i m ä r- und S e k u n d ä r k r e i s e.

Im vorstehenden haben wir vorausgesetzt, daß h_1 und h_2 unabhängig voneinander variieren können, und dann die Werte dieser Größen bestimmt, welche q_2 zum Maximum machen. Es kann indessen auch einige Bedeutung haben, den Fall zu untersuchen, in dem

$$h_1 = h_2 = n(1 + s) \tag{12}$$

ist, und dann die Werte von s zu bestimmen, welche q_2 zum Maximum machen. Der Einfachheit halber setzen wir indessen im folgenden voraus, daß s so klein ist, daß man mit genügender Annäherung setzen kann:

$$h_1^{\,2} - n^2 = h_2^{\,2} - n^2 = 2 s n^2.$$

Gleichung (3) wird dann:

$$q_2' = \frac{e_0 \varrho_2}{\sqrt{[4 s^2 n^2 - 4 \varkappa^2 - \varrho^2 n^2]^2 + 16 s^2 n^2 (\varkappa_1 + \varkappa_2)^2}}. \qquad (3^1)$$

Auf gewöhnliche Weise findet man, daß q_2' Maximum für die durch

$$s[4s^2 n^2 - 4\varkappa^2 - \varrho^2 n^2] + 2s(\varkappa_1 + \varkappa_2)^2 = 0 \qquad (13)$$

bestimmten Werte von s wird. Diese sind:

$$s = 0; \qquad s = \pm \frac{\varkappa}{n} \sqrt{y^2 - \frac{1 + \alpha^2}{2\alpha}}. \qquad (14)$$

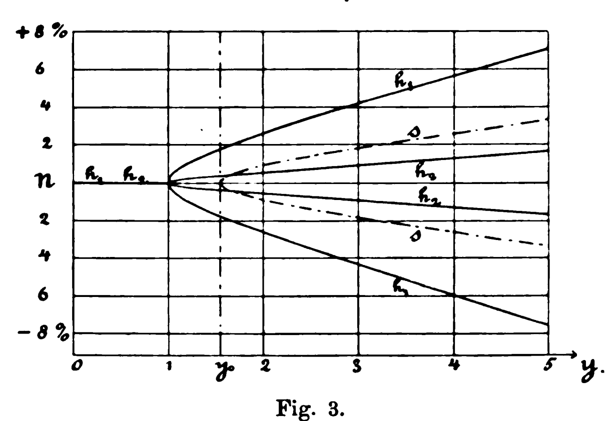


Fig. 3.

Die letzten Werte von s können nur benutzt werden für

$$y \geqq y_0,$$

wobei

$$y_0 = \sqrt{\frac{1 + \alpha^2}{2\alpha}}. \qquad (15)$$

Es geht aus dem Ausdruck für y_0 hervor, daß immer $y_0 \geqq 1$ ist.

Man ersieht leicht, daß q_2 für $y \leqq y_0$ ein Maximum für $h_1 = h_2 = n$ erhält und daß für $y = 1$ der oben gefundene, absolute Maximalwert erreicht wird.

Für $y > y_0$ hat q_2 ein Minimum für $h_1 = h_2 = n$, während es zwei Maxima hat, nämlich für die durch (14) bestimmten Werte von s. Um die Verhältnisse anschaulich zu machen, sind diese Werte von q_2' und die entsprechenden Werte von s in den Fig. 2 und 3 an-

geführt ($\alpha = 0{,}2222$). In diesem Falle erhält man nur für einen bestimmten Koppelungsgrad, nämlich demjenigen, welcher $y = 1$ entspricht, das absolute Maximum der Amplitude des Sekundärsystems.

b) Resonanzkurven.

Wir wollen nunmehr dazu übergehen, die Abhängigkeit der Amplitude von der Einstellung zu untersuchen, besonders in der Nähe der Einstellung, welche q_2 zum Maximum machen.

Wir setzen vorerst voraus, daß $h_1 = n =$ konstant ist und untersuchen also die Abhängigkeit von q_2 von h_2, indem wir setzen:

$$h_2 = n(1 + s), \tag{16}$$

wobei s eine so kleine positive oder negative Größe ist, daß man $h_2^2 - n^2 = 2sn^2$ bekommt. Folglich ist

$$q_2 = \frac{e_0 \varrho_2}{\sqrt{[4\varkappa^2 + \varrho^2 n^2]^2 + 16 s^2 \varkappa_1^2 n^2}},$$

welches Maximum für $s = 0$ wird, nämlich:

$$q_{2\,\mathrm{max}} = \frac{e_0 \varrho_2}{4\varkappa^2 + \varrho^2 n^2}.$$

Die Ordinaten Z der Resonanzkurve werden folglich bestimmt durch[1]):

$$Z = \frac{q_2}{q_{2\,\mathrm{max}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{16 s^2 \varkappa_1^2 n^2}{(4\varkappa^2 + \varrho^2 n^2)^2} + 1}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{s^2}{\frac{\varkappa_2^2}{n^2} + \frac{\varrho^2}{16\varkappa_1^2}(8\varkappa^2 + \varrho^2 n^2)} + 1}} \tag{17}$$

Auf Grund der Form dieser Resonanzkurve bestimmt ist das logarithmische Dekrement des Sekundärkreises $\delta_{2\,(h_2)}$ also[1]):

$$\delta_{2\,(h_2)}^2 = \frac{4\pi^2 \varkappa_2^2}{n^2} + \frac{\pi^2 \varrho^2}{4\varkappa_1^2}(8\varkappa^2 + \varrho^2 n^2) = \delta_{02}^2 (1 + y^2)^2.$$

folglich:

$$\delta_{2\,(h_2)} = \delta_{02}(1 + y^2) \ldots [\text{für } h_1 = n]. \tag{18}$$

Die Resonanzkurve wird also desto flacher, je größer y ist.

---

1) Siehe Zenneck: Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, S. 568 ff., 1905.

Für $y > 1$ ist q_2 nicht mehr Maximum für $h_1 = n$; wir führen daher den Wert von h_1 ein, welcher durch (6^1, II) bestimmt ist, und lassen h_2 um den gleichfalls durch (6^1, II) für h_2 bestimmten Wert herum variieren. Voraussetzung ist also: $n =$ konstant, $h_1^2 - n^2 = + 2\varkappa_1 n \sqrt{y^2 - 1} =$ konstant; und

$$h_2 = h_{20} + n\,s, \tag{19}$$

wobei $h_{20}^2 - n^2 = + 2\varkappa_2 n \sqrt{y^2 - 1}$ und s so klein genommen wird, daß man (19) durch $h_2^2 = h_{20}^2 + 2 s\, h_{20}\, n$ ersetzen kann.

Werden diese Werte in (3) eingesetzt, so erhält man nach einiger Reduktion:

$$q_2 = \frac{e_0\, \varrho_2}{4\varkappa\, \varrho\, n \sqrt{1 + \frac{s^2 h_{20}^2}{4\varkappa_2^2}}}. \tag{20}$$

Die Ordinaten der Resonanzkurve Z werden dann bestimmt durch:

$$Z = \frac{q_2}{q_{2\,\max}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{s^2}{\left(\frac{4\varkappa_2^2}{h_{20}^2}\right)} + 1}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{s^2}{\left(\frac{2\,\delta_{02}}{2\pi}\right)^2} + 1}}. \tag{21}$$

Auf Basis der Form dieser Resonanzkurve bestimmt ist also das logarithmische Dekrement:

$$\delta_{2\,(h_2)} = 2\,\delta_{02} \ldots [\text{für } q_2 \text{ Max.}]. \tag{22}$$

W e n n m a n d i e A b w e i c h u n g v o n h_2 a u f d i e i n (19) a n g e g e b e n e W e i s e m i ß t, d a n n i s t d a s s c h e i n b a r e D e k r e m e n t d e s S e k u n d ä r s y s t e m s n a c h d e r K o p p e l u n g d a s D o p p e l t e d e s D e k r e m e n t s f ü r d i e s e l b e K o n d e n s a t o r s t e l l u n g v o r d e r K o p p e l u n g.

Vergleicht man dieses Resultat mit (18), dann sieht man, daß es für alle Lagen gilt, für welche q_2 das absolute Maximum ist. In Fig. 4 sind als Ordinaten das Verhältnis $\delta_{2\,(h_2)}/\delta_{02}$ für y als Abszisse abgesetzt, indem die Abszissen der Resonanzkurve s für $y \leqq 1$ auf die in (16) gegebene Weise bestimmt sind, und für $y > 1$ in Übereinstimmung mit (19).

3. Danach setzen wir voraus: $n =$ k o n s t a n t, $h_1 = h_2 = n(1 + s)$.

Gleichung (3) ergibt in diesem Falle:

$$q_2 = \frac{e_0 \varrho_2}{\sqrt{[4s^2 n^2 - 4\varkappa^2 - \varrho^2 n^2]^2 + 16 s^2 n^2 (\varkappa_1 + \varkappa_2)^2}},$$

für $y \leqq y_0$ ist:

$$q_{2\,\max} = \frac{e_0 \varrho_2}{4\varkappa^2 + \varrho^2 n^2}.$$

Die Ordinaten Z^1 der Resonanzkurve werden also bestimmt durch:

$$Z^1 = \frac{q_2}{q_{2\,\max}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{16 s^2 n^2 [\varkappa_1^{\,2} + \varkappa_2^{\,2} + n^2 (s^2 - {}^1/_2 \varrho^2)]}{(4\varkappa^2 + \varrho^2 n^2)^2} + 1}}. \tag{23}$$

Fig. 4.

Wird das scheinbare logarithmische Dekrement in diesem Falle $\delta_{2(h_1,\,h_2)}$ genannt, dann erhält man bei Vergleich mit (17):

$$\delta_{2(h_1,\,h_2)}^{\;2} = \frac{\delta_{02}^{\;2}(1 + y^2)^2}{1 - 2y\alpha + \alpha^2 + \alpha \frac{n^2}{\varkappa^2} s^2}. \tag{24}$$

Wird $\delta_{2(h_1,\,h_2)}$ auf Basis der Form der Resonanzkurve bestimmt, dann wird ihr Wert abhängig sein von dem Werte von s, welchen man bei der Bestimmung benutzt.

Für $s = \frac{\varkappa^2}{n^2}(2y - \alpha) = s_0$ ist $\delta_{2(h_1,\,h_2)} = \delta_{2\,(h_2)}$; für $s \lesseqgtr s_0$ ist $\delta_{2(h_1,\,h_2)} \gtreqless \delta_{2\,(h_2)}$.

Für $y = y_0 = \sqrt{\frac{1 + \alpha^2}{2\alpha}}$ ergibt die Gleichung (24) $\delta_{2(h_1, h_2)} = \infty$ für $s = 0$, so daß (24) nur Bedeutung für $y < y_0$ hat.

4. Im vorhergehenden haben wir uns einen radiotelegraphischen Empfänger gedacht, bei dem das Primärsystem aus der Antenne besteht und stark gedämpft ist, während das Sekundärsystem aus einem wenig gedämpften Kreise besteht. Wir wollen nunmehr umgekehrt den Fall ins Auge fassen, wo $\varkappa_2$ viel größer ist als $\varkappa_1$, welches sehr klein sein soll. Dieser Fall kommt z. B. oft bei Messungen vor, indem der Kreis I von Indikatoren oder anderen energieverbrauchenden Apparaten ganz freigehalten wird, und überhaupt eine so geringe Dämpfung vorhanden ist, als möglich. Wellenindikatoren, und andere Meßinstrumente sind in den Kreis II verlegt, so daß $\varkappa_2$ groß wird.

Für $h_1 = n$ ergibt (3):

$$q_2 = \frac{e_0 \, \varrho_2 \, n^2}{\sqrt{n^4 [4\varkappa^2 + \varrho^2 n^2]^2 + 4\varkappa_1^{\,2} n^2 (h_2^{\,2} - n^2)^2}} \tag{25}$$

und aus (2) erhält man:

$$q_1 = \frac{e_0 \sqrt{(h_2^{\,2} - n^2)^2 + 4\varkappa_2^{\,2} n^2}}{\sqrt{n^4 [4\varkappa^2 + \varrho^2 n^2]^2 + 4\varkappa_1^{\,2} n^2 (h_2^{\,2} - n^2)^2}}. \tag{26}$$

Wenn $\varkappa_1$ sehr klein ist, wird q_2 nur in geringem Grade von h_2 abhängig, und kann man $\varkappa_1 = 0$ setzen, dann wird $q_2 = \frac{e_0}{\varrho_1 n^2}$, unabhängig von der Einstellung des Sekundärsystems.

Formel (26) zeigt, daß die Amplitude des Primärsystems unter den gegebenen Verhältnissen ein Minimum für $h_2 = n$ wird.

Nimmt man dagegen $h_2 = n$ und $h_1^{\,2} - n^2 = 2 s n^2$ an, so erhält man:

$$q_2 = \frac{e_0 \, \varrho_2}{\sqrt{(4\varkappa^2 + \varrho^2 n^2)^2 + 16 s^2 n^2 \varkappa_2^{\,2}}}$$

und:

$$q_{2\max} = \frac{e_0 \, \varrho_2}{4\varkappa^2 + \varrho^2 n^2}.$$

Die Ordinaten Z der Resonanzkurve werden also bestimmt durch:

$$Z = \frac{1}{\sqrt{\frac{16 s^2 \varkappa^2 n^2}{(4\varkappa^2 + \varrho^2 n^2)^2} + 1}}. \tag{27}$$

Vergleicht man (27) mit (17), ist ersichtlich, daß man erhält:

$$\delta_{1\,(h_1)} = \delta_{01}\,(1 + y^2), \tag{28}$$

Diese Aufstellung ist für Wellenmessungen sehr geeignet.

Bei den Vorlesungen wurde auch der Fall mitbesprochen, daß man h_1 und h_2 in Übereinstimmung mit (6, II und III) wählt, während man n variieren läßt; da ich indessen das Resultat nicht in eine einfache Form bringen konnte, gehe ich hier nicht darauf ein, indem ich nur bemerke, daß die Selektivität für alle Einstellungen, welche q_2 zum Maximum machen, für die $y = 1$ entsprechende Koppelung am größten ist.

Kopenhagen, den 18. Oktober 1909.

(Eingesandt 18. Oktober 1909.)

Über die Messung des Leitvermögens von Elektrolyten bei raschen Schwingungen.

Von **Josef Ritter von Geitler.**

Gelegentlich einer an anderer Stelle veröffentlichten Untersuchung[1]) war unter anderem auch die Frage zu entscheiden, ob Elektrolyte unter dem Einflusse rascher Schwingungen etwa ihr Leitvermögen verändern. Es sei gestattet, die dort nicht mitgeteilte Methode, deren ich mich bediente, und die in ähnlichen Fällen anwendbar sein dürfte, hier kurz auseinanderzusetzen.

In der oben genannten Arbeit, auf die wegen der Einzelheiten und der Erklärung verwiesen werden möge, wird u. a. gezeigt, daß in einer Polarisationszelle (etwa Platinelektrode in verdünnter Schwefelsäure) eine deutliche Gasentwickelung an den Elektroden auftritt, wenn man folgende Versuchsanordnung (Fig. 1) trifft:

1) „Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte", Sitzungsberichte der Kais. Akad. d. Wiss., Wien, Bd. CXVIII, Juni 1909. Wird auch in der Phys. Ztschr. und in den Verhandlungen der deutschen physik. Gesellschaft erscheinen.



R sei ein mit Rotaxunterbrecher betriebener Induktionsapparat, f_1 die Funkenstrecke eines Hertzschen Primärkreises, *aa'* und *bb'* Kapazitäten von passender Größe, f_2 eine variable Mikrometerfunkenstrecke, *P* die Polarisationszelle. Ist *R* in Gang und f_2 so groß, daß keine Funken springen, so bemerkt man bei *P*, das passend dimensioniert sei, keine Gasentwickelung; springen bei f_2 Funken über, so tritt bei *P* unter den in der Arbeit mitgeteilten Bedingungen im allgemeinen eine lebhafte Gasentwickelung auf. Da die Ursache dieser merkwürdigen Erscheinung anfangs dunkel war und die — durch die Versuche nicht bestätigte — Vermutung nahelag, es sei die Gasentwickelung etwa auf eine durch die Wirkung des Funkens bei f_2 bewirkte Vergrößerung des Leitvermögens des Elektrolyten der Zelle *P*

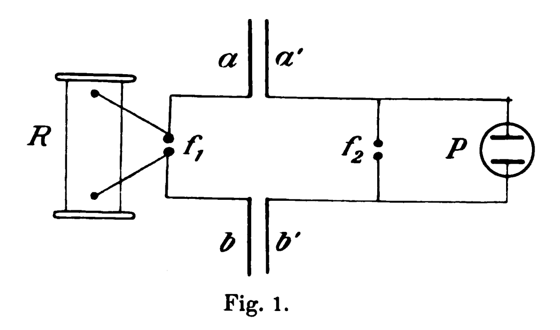


Fig. 1.

hervorgerufen, so ergab sich die Notwendigkeit, diese Frage zu entscheiden.

Zu diesem Zwecke wurde die aus Fig. 2 ersichtliche Anordnung getroffen, d. h. die Zelle *P* (ein Kohlrauschsches Leitfähigkeitsgefäß mit gut platinierten Elektroden) wurde in einen Zweig der Wheatstoneschen Brückenkombination eingeschaltet, worin *r* ein bekannter Widerstand, *dd'* der Meßdraht war und *T* ein Telephon, *I* ein kleines, für Leitfähigkeitsmessungen bestimmtes Induktorium von Hartmann und Braun bedeutet. Von der Verwendung eines sog. Mückenton-induktoriums wurde abgesehen, weil diese nur aus einer Spule bestehenden Apparate keinen reinen Wechselstrom geben.

Zunächst wurde jene Stelle *e* auf dem Meßdraht gesucht, bei welcher die Tonstärke im Telephon ein Minimum war, solange der Induktionsapparat *R* nicht arbeitete. Wird dieser nun in Tätigkeit versetzt, so gibt das Telephon einen störenden Ton infolge der im Tempo der Unterbrechungen in *R* auftretenden elektrischen Schwin-

gungen des ganzen Systems. Dieser Ton würde im allgemeinen verhindern, die Minimumstelle e auf dem Meßdraht zu finden, wenn R und I — wie zur Messung erforderlich — gleichzeitig laufen. Ist jedoch die Zahl der Rotaxunterbrechungen pro Sekunde nahezu gleich der Schwingungsdauer des Unterbrechers des Induktoriums I, so vernimmt man im Telephon sehr deutliche Schwebungen, die aber natürlich verschwinden, wenn der Schleifkontakt e den Meßdraht im Verhältnis der Widerstände P und r teilt, da dann im Telephon nur die

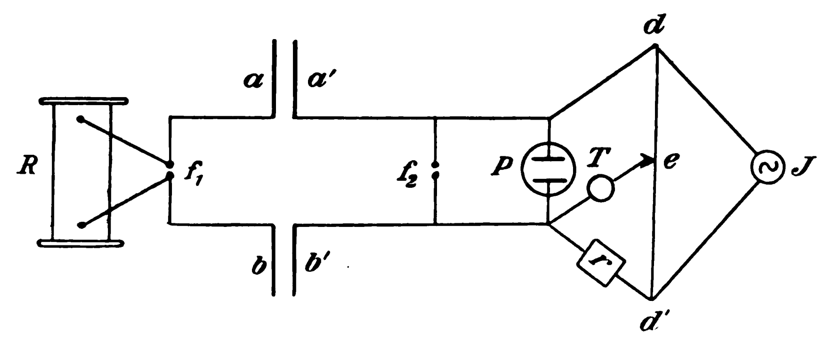


Fig. 2.

Unterbrechungen des Rotax, aber nicht mehr jene des Induktoriums I wahrnehmbar sind. Es kann auf diese Art die richtige Stellung e aus dem Verschwinden der Schwebungen scharf aufgefunden werden.

Es ergab sich nun merklich dieselbe Stellung e, gleichviel ob I allein oder gleichzeitig R in Gang gesetzt wurde. Es ist daher der Schluß zu ziehen, daß unter den angeführten Versuchsbedingungen die Leitfähigkeit der verdünnten Schwefelsäure durch die Einwirkung rascher elektrischer Schwingungen nicht in nachweisbarer Stärke verändert wird, weder wenn bei f_2 Funken springen, noch auch, wenn f_2 ganz geöffnet ist.

Czernowitz, Physik. Inst. der k. k. Universität,
am 29. Juni 1909.

(Eingesandt 29. Juni 1909.)

Vergleich zwischen induktiver und direkter Schaltung bei radiotelegraphischen Stationen.

Von **J. F. J. Bethenod.**

Durch die Praxis sind die Vorteile bzw. Nachteile bei den beiden möglichen Schaltungen — direkte oder induktive im Sender oder Empfänger — evident geworden. So hat beispielsweise die bequeme direkte Schaltung im Empfangsresonator den Nachteil einer weniger scharfen Abstimmung und der Empfindlichkeit für atmosphärische Störungen. Es erscheint mir hinreichend interessant, in nachstehenden Ausführungen die theoretischen Ursachen für solche Unterschiede zu ermitteln. Wir betrachten nach Fig. 1 einen Oudinschen Resonator. Die momentanen

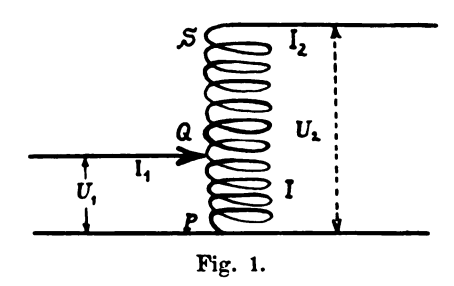


Fig. 1.

Spannungen an den Teilen PQ, PS seien V_1 und V_2 [1]), und wir bezeichnen ferner mit:

I_1 den Strom im äußeren Kreis, der an das Stück PQ des Resonators angeschlossen ist;
I_2 den Strom im Stück QS;
I den Strom im gemeinsamen Stück PQ;
ϱ_1 den Ohmschen Widerstand } von PQ;
λ_1 den Selbstinduktionskoeffizienten } von PQ;

1) Wir stellen hier keinerlei Hypothesen auf über die respektive Rolle der beiden äußeren Kreise, die durch Vermittelung des Resonators angeschlossen sind (Fig. 1). Die Folgerungen, welche wir aus nachstehenden Gleichungen ableiten, sind also ganz allgemein und gelten natürlich für den Fall wo einer der Kreise, angeschlossen z. B. an den Punkten PS, Empfänger ist.

$\varrho_2\,\lambda_2$ dieselben Größen für das Stück QS;
μ den gegenwärtigen Induktionskoeffizienten zwischen PQ und QS.

Man kann sofort schreiben:

$$\left.\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 . \\ V_1 &= \varrho_1 I + \lambda_1 \frac{dI}{dt} + \mu \frac{dI_2}{dt} \\ V_2 &= \varrho_1 I + \lambda_1 \frac{dI}{dt} + \mu \frac{dI_2}{dt} + \varrho_2 I_2 + \lambda_2 \frac{dI_2}{dt} + \mu \frac{dI}{dt} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Durch Elemination von I aus den drei Gleichungen erhält man sofort:

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= \varrho_1 I_1 + \lambda_1 \frac{dI_1}{dt} + (\lambda_1 + \mu) \frac{dI_2}{dt} + \varrho_1 I_2 \\ V_2 &= (\varrho_1 + \varrho_2) I_2 + (\lambda_1 + \lambda_2 + 2\mu) \frac{dI_2}{dt} + \lambda_1 + \mu) \frac{dI_1}{dt} + \varrho_1 I_1 \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Schreiben wir jetzt die entsprechenden Gleichungen für einen gewöhnlichen Transformator (induktiver Resonator) für gleiche Spannungen V_1 und V_2, so hätte man:

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= R_1 I_1 + L_1 \frac{dI_1}{dI} + M \frac{dI_2}{dt} \\ V_2 &= R_2 I_2 + L_2 \frac{dI_2}{dt} + M \frac{dI_1}{dt} \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

wo die Symbole R_1, L_1 usw. die bekannten Bedeutungen haben.

Der Vergleich von Gleichungen (2) und (3) zeigt, daß diese Gleichungen von identischer Form in I_1 und I_2 sein würden, wenn die letzten Glieder $\varrho_1 I_2$, $\varrho_2 I_1$ nicht existierten; es ist übrigens leicht, die relative Größe dieser Glieder auszuwerten. Angenommen wir hätten gedämpfte Ströme von der symbolischen Form $A e^{-\alpha t + j\omega t}$; die komplexe Beziehung des letzten Gliedes irgendeiner der Gleichungen (2) zu dem vorletzten Ausdruck wird gleich sein:

$$\frac{\varrho_1}{(\lambda_1 + \mu)(-\alpha + j\omega)}$$

d. h. daß das Verhältnis der Amplituden sein wird:

$$x = \frac{\varrho_1}{(\lambda_1 + \mu)\sqrt{\omega^2 + \alpha^2}} \quad (4)$$

Wenn dieses Verhältnis nicht sehr von Null verschieden ist, so kann man die induktive Schaltung mit dem Oudinschen Resonator als äquivalent ansehen; die Gleichungen (2) und (3) haben dann merklich die gleiche Form. Man kann übrigens leicht verifizieren, daß dies im allgemeinen bei den benutzten Hochfrequenzen der drahtlosen Telegraphie der Fall ist. Dies würde aber nicht mehr so sein beispielsweise bei den rein gedämpften Strömen ($\omega = 0$); das Verhältnis $x = \frac{\varrho_1}{(\lambda_1 + \mu)\alpha}$ kann dann sich der Einheit nähern oder selbst höhere Werte annehmen, so daß die letzten Glieder der Gleichungen (2) und (3) nicht mehr zu vernachlässigen sind. Es existiert dann, unabhängig von der gewöhnlichen induktiven, eine Ohmsche Koppelung (analog derjenigen erzeugt durch ein Potentiometer), deren Wirkung unabhängig ist von der Variationsgröße der Ströme[1]). Hieraus resultiert, daß der Resonator den Detektor erregen kann, wenn die geerdete Antenne relativ langsamen Potentialschwankungen unterworfen ist. Man nimmt nun allgemein an, daß gewisse Störungen auf solche Potentialschwankungen, die sich in mehr oder weniger kurzen Intervallen aufeinander folgen, zurückzuführen sind; es ist also ganz natürlich, daß für solche parasitären Erregungen die direkte Schaltung viel empfindlicher ist als die induktive. Wir haben das wie folgt experimentell bestätigen können.

An einer Empfangsstation mit elektrolytischem Detektor konnten vermittels eines Kommutators abwechselnd beide Schaltungen hergestellt werden. Durch Ersatz der Antennen und Endverbindung durch einen Kreis, der eine Akkumulatorenbatterie von 4 Volt in Serie mit einem Ohmschen Widerstand von ca. 5000 Ohm enthielt, war es möglich in dem primären Kreis des einen oder anderen Resonators einen Strom von der Größenordnung Milliampere zirkulieren zu lassen, der durch irgend einen Unterbrecher intermittierend gemacht werden konnte. Unter diesen Bedingungen hörte man bei direkter Schaltung ein sehr deutliches Geräusch in dem Telephon, das an den Detektor angeschlossen war, während bei induktiver Schaltung nicht das mindeste Geräusch zu hören war bei irgend einer Einstellung der Apparate.

Natürlich bestehen für den Sender nicht solche Unterschiede bei den beiden Schaltungen, da die Ströme dann stets rein oszillatorisch sind, so daß die letzten Ausdrücke der Gleichungen (2) gegen die

---

1) Beispielsweise in dem Grenzfalle, wo man es mit kontinuierlichem Strom zu tun hat.

ersten zu vernachlässigen sind. Die Vergleichung der Gleichungen (2) und (3) gestattet in diesem Falle sofort den Wert des Koppelungskoeffizienten, der für direkte Schaltung anzuwenden ist, zu finden, indem die Antenne ersetzt wird durch einen äquivalenten Kreis, der an die Enden P und S des Resonators angeschlossen wird. Es seien die Spannungen V_1 und V_2 an die Belegungen der Kondensatoren C_1 C_2 angelegt, dann schreiben sich die Gleichungen (3):

$$\left.\begin{aligned} -\int \frac{I_1\,d\,t}{C_1} &= R_1\,I_1 + L_1\,\frac{d\,I_1}{d\,t} + M\,\frac{d\,I_2}{d\,t} \\ -\int \frac{I_2\,d\,t}{C_2} &= R_2\,I_2 + L_2\,\frac{d\,I_2}{d\,t} + M\,\frac{d\,I_1}{d\,t} \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

und der Koppelungskoeffizient ist:

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1\,L_2}} \quad (6)$$

Wir operieren in derselben Weise, aber mehr allgemein, mit dem Resonator der Fig. 1; wir nehmen an, daß sich in dem äußeren Kreis, durchflossen von dem Strom I_1, außer der Kapazität C_1 noch ein Ohmscher Widerstand r_1 und eine Selbstinduktanz $\tau\,\lambda_1$ befinde, wobei die Selbstinduktanz des Stückes PQ des Resonators künftig als gleich $(1-\tau)\,\lambda_1$ [1]) angenommen ist. Indem man dieser Modifikation der Bezeichnungen Rechnung trägt und die letzten Glieder der Gleichungen (2) vernachlässigt, erhält man solche in der Form [2]):

$$\left.\begin{aligned} -\int \frac{I_1}{C_1}\,d\,t - r_1\,I_1 - \tau\,\lambda_1\,\frac{d\,I_1}{d\,t} &= \varrho_1\,I_1 + (1-\tau)\,\lambda_1\,\frac{d\,I_1}{d\,t} + \\ &\quad + [\lambda_1\,(1-\tau) + \mu]\,\frac{d\,I_2}{d\,t} \\ -\int \frac{I_2}{C_2} &= (\varrho_1 + \varrho_2)\,I_2 + [(1-\tau)\,\lambda_1 + \lambda_2 + 2\,\mu]\,\frac{d\,I_2}{d\,t} + \\ &\quad + [\lambda_1\,(1-\tau) + \mu]\,\frac{d\,I_1}{d\,t} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

---

1) Die totale Selbstinduktanz des Kreises entsprechend der Kapazität C_1 ist so: $(1-\tau)\,\lambda_1 + \tau\,\lambda_1 = \lambda_1$.

2) ϱ_2 und λ_2 enthalten jetzt nicht nur den Widerstand und die Selbstinduktion des Stückes QS des Resonators sondern eventuell noch diejenigen des äußeren Kreises mit C_2, d. h. des Kreises, welcher der Antenne äquivalent ist.

Indem man in das letzte Glied die beiden letzten Ausdrücke des ersten Gliedes der ersten der Gleichungen (7) einführt und durch Vergleichung von diesen mit den Gleichungen (5) konstatiert man sofort, daß sie von derselben Form sind und daß der Koppelungskoeffizient offenbar den Wert hat:

$$K = \frac{[(1-\tau)\lambda_1 + \mu]}{\sqrt{\lambda_1 [(1-\tau)\lambda_1 + \lambda_2 + 2\mu]}} \tag{8}$$

da L_1 ersetzt ist durch λ_1, L_2 durch $(1-\tau)\lambda_1 + \lambda_2 + 2\mu$, und M durch $(1-\tau)\lambda_1 + \mu$. Es ist übrigens λ_1 die totale Selbstinduktion des vollständigen Kreises, durchflossen vom Strome I_1 (inklusive dem Stück PQ des Resonators); ebenso ist $(1-\tau)\lambda_1 + \lambda_2 + 2\mu$ die totale Selbstinduktion, durchflossen vom Strome I_2 (inklusive dem ganzen Resonator PS). Wenn man also diese beiden Kreise aufeinander abgleicht, so hat man:

$$\frac{\lambda_1}{(1-\tau)\lambda_1 + \lambda_2 + 2\mu} = \frac{C_2}{C_1}$$

d. h. die Formel (8) schreibt sich in diesem Falle:

$$K = \left[1 - \tau + \frac{\mu}{\lambda_1}\right]\sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \tag{9}$$

Diese Formel ist von großem praktischen Interesse; in dem besonderen Falle wo $\mu = 0$, $\tau = 0$ führt sie sich zurück auf die wohlbekannte Formel von Seibt (Phys. Ztschr. 1. Aug. 1904), aber praktisch differiert der erste Faktor in den Klammern oft sehr von der Einheit, besonders wenn es sich um eine kräftige Station mit einer großen Kondensatorenbatterie C_1 im primären Schwingungskreis handelt. Die Selbstinduktion der Verbindungen zwischen dieser Batterie und dem Stück PQ des Resonators kann also sehr beträchtlich sein, im Vergleich zu derjenigen dieses Stückes selbst derart, daß der Koeffizient τ ein beträchtlicher Bruchteil der Einheit ist. Da gleichzeitig das Verhältnis $\frac{\mu}{\lambda_1}$ sehr klein ist (und sich der Null nähert, wenn τ sich der 1 nähert), so folgt daraus, daß die Anwendung der Formel von Seibt in der Praxis in den meisten Fällen zu einem Koppelungswert führen würde, der erheblich größer wäre als derjenige der wirklichen Koppelung.

Endlich zeigt ein Vergleich der Formeln (5), (6), (7), (9), daß für den Sender die induktive und direkte Schaltung zu äquivalenten Resultaten führen, und daß die Wahl der einen oder anderen von beiden nur abhängen kann von Gesichtspunkten leichterer Konstruktion oder Regulierung. — Eine direkte Untersuchung der direkten Schaltung hatte mich übrigens schon zu einem ähnlichen Schluß geführt[1]).

1) J. Bethenod, Sur le calcul de la fréquence propre d'une antenne excitée indirectement en dérivation. La Lum. él. V, 5, p. 135, 1909. — Sur le calcul de l'amortissement d'une antenne excitée indirectement en dérivation. La Lum. él. VIII, 40, p. 15, 1909.

(Eingesandt 16. November 1909.)

Über den Empfang elektromagnetischer Wellen in der Radiotelegraphie.

Von **J. Bethenod.**

Unter diesem Titel habe ich im 6. Heft (II. Band) des Jahrbuches (S. 603[1]) einen kleinen Aufsatz veröffentlicht, in welchem ich zeigte, daß mit kontinuierlichen (oder wenigstens schwach gedämpften) Wellen ein bestimmter Koppelungsgrad existiere, der den besten Nutzeffekt gebe, wenn man für den Empfang die induktive Schaltung benutze. In dieser Studie nahm ich a priori an, daß man vorher den Resonator R auf die Antenne (Fig. 1) äquivalent abgeglichen habe, und ebenfalls den Sekundärkreis S mit dem Detektor auf die Wellenlänge der Sendestation. In Wirklichkeit liegt der Vorteil einer solchen Einstimmung nicht ohne weiteres auf der Hand, da man im Laufe der Rechnung die Rückwirkung des Kreises S auf den der Antenne äquivalenten Kreis intervenieren läßt; es erschien mir deshalb interessant, die Formeln für den allgemeinsten Fall zu diskutieren, wo die beiden Kreise voneinander verschiedene Eigenfrequenzen haben und nicht auf die Wellenlänge der Senderstation abgeglichen sind.

Wir bezeichnen mit:

1) Vgl. auch H. Barkhausen, Funke oder Lichtbogen? Jahrb. 2, 40, 1909.



E den Wert der elektrischen Kraftkomponente, erzeugt von der Sendestation parallel zum Resonator R (Fig. 1) von der Länge l;

I_1 den Strom in diesem Resonator;

I_2 den Strom im Kreise des Detektors S;

C_1 die Kapazität des Resonators R (konzentriert gedacht an seinen Enden);

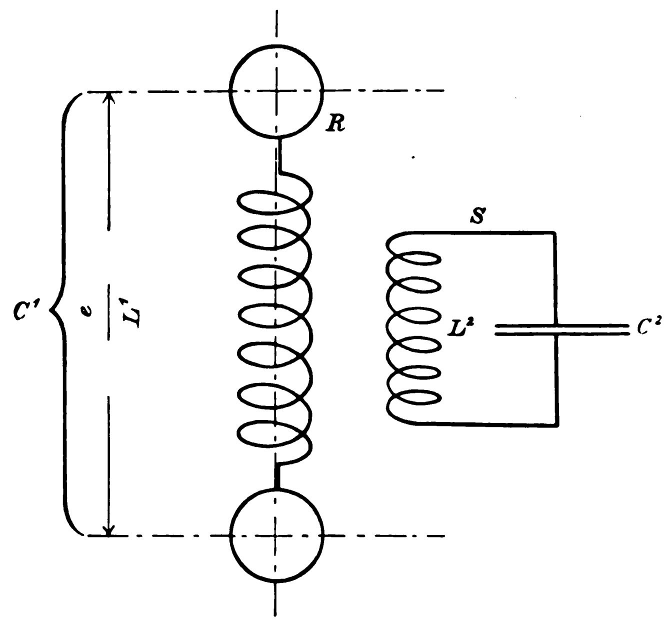


Fig. 1.

C_2 die Kapazität des Kreises S;

L_1 L_2 die entsprechenden Selbstinduktionen;

M den gegenseitigen Induktionskoeffizienten zwischen R und S;

R_1 R_2 die scheinbaren Ohmschen Widerstände (eventuell einbegriffen denjenigen durch Strahlung);

ω die Pulsationsgeschwindigkeit der (kontinuierlich gedachten) Wellen.

Setzt man $j = \sqrt{-1}$ so erhält man sofort die folgenden Beziehungen zwischen El, I_1 und I_2:

$$\left.\begin{aligned} El &= R_1 I_1 + L_1 \omega I_1 j - \frac{1}{C_1 \omega} I_1 j + M \omega I_2 j \\ 0 &= R_2 I_2 + L_2 \omega I_2 j - \frac{1}{C_2 \omega} I_2 j + M \omega I_1 j \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

woraus man sofort erhält:

$$I_2 = \frac{M \omega E l j}{z_1 z_2 + M^2 \omega^2} \quad (2)$$

zur Vereinfachung setzen wir:

$$\left.\begin{aligned} z_1 &= R_1 + L_1 \omega j - \frac{1}{C_1 \omega} j \\ z_2 &= R_2 + L_2 \omega j - \frac{1}{C_2 \omega} j \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Aus Formel (2) ist ersichtlich, daß ein Wert von M existiert, der den Maximaleffekt im Sekundärkreise S gibt; um diesen Wert zu berechnen müssen wir zu reellen Größen übergehen und setzen:

$$A + Bj = z_1 z_2 \quad (4)$$

Gleichung (2) wird dann:

$$I_2 = \frac{M \omega E l}{\sqrt{(A + M^2 \omega^2)^2 + B^2}} \quad (5)$$

$$= \frac{E l}{\sqrt{\frac{A^2 + B^2}{M^2 \omega^2} + 2A + M^2 \omega^2}} \quad (6)$$

ein Ausdruck, dessen Maximum als Funktion von $M^2 \omega^2$ offenbar eintritt für:

$$M^2 \omega^2 = \sqrt{A^2 + B^2} \quad (7)$$

Unter Berücksichtigung von (3) ergibt Gleichung (4), indem wir die reellen und imaginären Anteile trennen, sofort:

$$A = R_1 R_2 - \left(L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega}\right)\left(L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}\right)$$
$$B = R_1 \left(L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}\right) + R_2 \left(L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega}\right)$$

welche Gleichungen wir schreiben können:

$$\left.\begin{aligned} A &= Z_1 Z_2 \cos(\theta_1 + \theta_2) \\ B &= Z_1 Z_2 \sin(\theta_1 + \theta_2) \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

indem wir setzen:

$$Z_1 = \sqrt{R_1^{\,2} + \left(L_1\,\omega - \frac{1}{C_1\,\omega}\right)^2}$$

$$Z_2 = \sqrt{R_2^{\,2} + \left(L_2\,\omega - \frac{1}{C_2\,\omega}\right)^2}$$

$$\cos\theta_1 = \frac{R_1}{Z_1}$$

$$\cos\theta_2 = \frac{R_2}{Z_2}.$$

Durch Einführung der Werte von A und B in Gleichung (7) erhalten wir sofort:

$$M^2\,\omega^2 = Z_1\,Z_2 \tag{9}$$

und schließlich als Maximalwert des Stromes I_2:

$$\begin{aligned} I_{2\,\max} &= \frac{E\,l}{\sqrt{Z_1 Z_2}\sqrt{2[1 + \cos(\theta_1 + \theta_2)]}} \\ &= \frac{E\,l}{2\sqrt{R_1 R_2}} \cdot \sqrt{\frac{2\cos\theta_1\cos\theta_2}{1 + \cos(\theta_1 + \theta_2)}} \end{aligned} \tag{10}$$

Die Formeln (9) und (10) führen zu sehr interessanten Betrachtungen; es ist zunächst leicht zu verifizieren, daß der zweite Faktor des zweiten Gliedes von (10) nicht größer als 1 werden kann, welches auch die Werte von θ_1 und θ_2 sind; man hat in der Tat stets:

$$\cos(\theta_1 - \theta_2) \leqslant 1$$

oder

$$\cos\theta_1\cos\theta_2 \leqslant 1 - \sin\theta_1\sin\theta_2$$

oder

$$2\cos\theta_1\cos\theta_2 \leqslant 1 + \cos\theta_1\cos\theta_2 - \sin\theta_1\sin\theta_2$$

und endlich:

$$2\cos\theta_1\cos\theta_2 \leqslant 1 + \cos(\theta_1 + \theta_2).$$

Es resultiert hieraus, daß das maximum maximorum von I_2 erhalten wird, wenn man die Bedingung erfüllt:

$$\theta_1 = \theta_2$$

was sich auch schreiben läßt:

$$\frac{L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega}}{L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}} = \frac{R_1}{R_2} \tag{11}$$

Die Formel (10) wird also:

$$I_{2\,\max} = \frac{E l}{2 \sqrt{R_1 R_2}} \tag{12}$$

Durch Vergleich dieses Resultates mit demjenigen, welches wir direkt erhalten haben (vgl. vorerwähnten Artikel) im Falle der Syntonie ($\theta_1 = \theta_2 = 0$) erkennt man sofort die Identität beider.

Die Erfüllung der Bedingung (11) genügt also, daß der Strom I_2 das maximum maximorum erlangt und die Abgleichung auf Resonanz ($\theta_1 = \theta_2 = 0$) ist nur ein besonderer Fall, der kein spezielles Interesse hat hinsichtlich der Amplitude dieses Maximums. Die Untersuchung von Formel (9) macht indessen evident, daß der Resonanzfall doch eine gewisse Eigentümlichkeit von einem gänzlich differenten Gesichtspunkt hat; der Minimumwert von $M^2 \omega^2$ ist nämlich merklich gleich $R_1 R_2$ und ist gerade erreicht, wenn $\theta_1 = \theta_2 = 0$ ist. Man kann also folgenden Satz aussprechen: Unter den Einregulierungen zur Erlangung des Maximums der Wirkung entspricht diejenige auf Resonanz dem schwächsten Koppelungswert. Resümierend sieht man also aus den obigen Formeln, daß für eine bestimmte Antenne und Wellenlänge eine unendlich große Anzahl von Einregulierungen existiert, welche das Maximum der Wirkung auf den Detektor ergeben; jeder dieser Einregulierungen entspricht nach Gleichung (9) eine bestimmte Koppelung. Diese theoretischen Resultate erscheinen in Übereinstimmung mit den praktischen Versuchsergebnissen an den radiotelegraphischen Stationen. (Aus dem Französischen übersetzt E.)

(Eingesandt 15. Dezember 1909.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Wärmeeinwirkung durch Hochfrequenzströme in organischen Geweben (Thermopenetration).

Die Einwirkung von schnellen elektrischen Schwingungen auf menschliche und tierische Organe (organisierte Gewebe) ist eine doppelte. Sie besteht insbesondere bei niedrigen Frequenzen in Nerveneffekten, wozu die sogen. Faradischen Reizungen gehören, und in einer Tiefeneinwirkung. Erstere stehen bei den mittels seltenen Funken (ca. 30 bis 100 Funken in der Sekunde) erzeugten schnellen Schwingungen im Vordergrund, wohingegen Tiefen- und Wärmewirkungen, obwohl nach der Theorie (d'Arsonval, Nernst) vorhanden, kaum mit der Langleyschen Brücke nachzuweisen sind, während bei sehr häufigen Funken (Zischfunken, Tonfunken, allgemein ca. 1000 Funken und mehr pro Sekunde) und insbesondere bei den mittels des Poulsenschen Lichtbogens erzeugten nachgelieferten kontinuierlichen Schwingungen die Tiefen- und Wärmewirkungen sehr erhebliche sind[1]). Gelingt es doch mittels nachgelieferter Lichtbogenschwingungen in wenigen Minuten ein mehrere hundert Gramm schweres Fleischstück gar zu kochen.

Die Heilkunde wünscht seit langem eine Methode anwenden zu können, um lokalisierte Wärmemengen in das Innere von Geweben leiten zu können. Die zur Anwendung gelangenden Sand-, Wasser-, Dampf-, Heißluft- und Lichtbäder, Einpackungen etc. ergeben im besten Falle eine Wärmeeindringung von wenigen Millimetern Tiefe unter der Hautoberfläche. Eine Lokalisierung der Wärme ist hierbei nur in beschränktem Maße möglich.

Die nachgelieferten Lichtbogenschwingungen der Poulsenanordnung erwiesen sich als vorzügliches Mittel, Wärme lokalisiert in das Innere des Körpers einzuführen[2]). Nebenbei sind diese selbstverständlich im hohen Maße für den Kaltkauterprozeß geeignet.

Eine Apparatur für Wärmeeinwirkung mittels des Poulsenlichtbogens der C. Lorenz Aktiengesellschaft zu Berlin ist in Fig. 1 dargestellt.

---

1) v. Bernd, Wiener Klinische Wochenschrift, XXI. Jahrg. Nr. 15.

2) Die ersten Versuche sind wohl von Zenneck im Nernstschen Institut in Göttingen ausgeführt worden. 1899.

Ein Gehäuse, welches sämtliche Apparate und Zubehörteile in sich vereinigt, ist oben durch eine Marmorplatte geschlossen, auf welcher ein kleiner Poulsen-Lorenz-Generator (links in Fig. 1) mit transversalem Magnetfeld und Spiritustropfeinrichtung, eine variable Koppelungsspule (rechts in der Figur), ein vor den Bogenlampengenerator eingeschaltetes Gleichstromamperemeter, eine kleine Glüh-

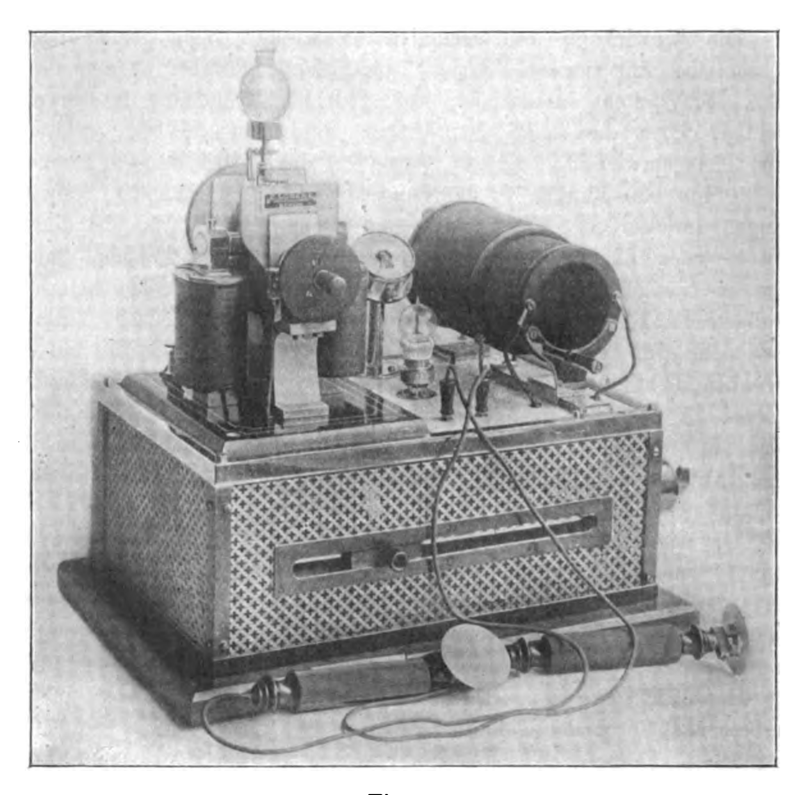


Fig. 1.

lampe für die Kontrolle der erzeugten hochfrequenten Schwingungen, sowie zwei Kontaktstöpsellöcher angeordnet sind. In die Stöpselbuchsen werden Stöpsel gesteckt, welche durch biegsame Leitungsschnüre mit den vor dem Apparat liegenden Elektroden verbunden sind. Der Kasten enthält in seinem vorderen Teil eine Aussparung, durch welche der vor den Poulsen-Lorenz-Generator vorgeschaltete Widerstand reguliert werden kann. Unterhalb der Marmorplatte sind ein Glas-

plattenkondensator, sowie zwei Glimmerblockkondensatoren angebracht; rechts sind am Kasten Schalter und Stöpsellöcher für den Anschluß an die Kraft- oder Lichtleitung (220 oder 440 Volt Gleichstrom) nebst Sicherungen vorgesehen.

Der Generator bildet mit der Primärwindung des Koppelungstransformators, dem Glasplattenkondensator, sowie den Glimmerblockkondensatoren das Schwingungssystem zur Erzeugung hochfrequenter nachgelieferter Schwingungen, wobei die Glimmerblockkondensatoren den Zweck haben, die Gleichstromspannung vom Hochfrequenzschwingungssystem fernzuhalten. Das Vorhandensein der Schwingungen, sowie deren Kontinuität wird mittels der kleinen Glühlampe festgestellt. Die dem Bogen zugeführte Stromstärke kann an dem auf der Marmorplatte angebrachten Amperemeter abgelesen werden.

Induktiv werden die hochfrequenten Schwingungen durch die Sekundärspule und die Elektroden auf das wärmezudurchdringende Objekt übertragen, welches zwischen die Elektrodenplatten gebracht wird. Einer der Elektrodenhalter wird im allgemeinen so ausgebildet, daß von Hand die Ein- oder Ausschaltung der Hochfrequenzströme durch einen Ausschalter im Griff bewirkt wird.

In die Zuleitung zu einer der Elektroden kann ein besonderes Hitzdrahtamperemeter eingeschaltet werden, um die Größe der Hochfrequenzströmung zu messen.

In Fig. 1 ist der induktive Anschluß der Elektroden an das Hochfrequenzsystem zum Ausdruck gebracht. Es wird hierdurch eine sehr gleichmäßige Durchwärmung des Objektes bewirkt, wobei jedoch die Koppelung zwischen den Elektroden und dem Schwingungssystem nicht absolut fest gemacht werden kann. Besteht die Absicht, eine extrem feste Koppelung anzuwenden, so müssen, was mit dem Apparat gleichfalls möglich ist, bei fortgenommener Sekundärspule die Enden der Primärspule mit den Elektroden verbunden werden. Es scheint jedoch, daß bei dieser galvanischen Koppelung die Wärmeeindringung nicht ganz so regelmäßig ist, wie bei der induktiven Koppelung. Bei einigen, aber wohl nicht ganz einwandfreien Messungen differierten die Temperaturen in verschiedenen Parallelebenen zu den Elektrodenplatten erheblich. Weil bei der angegebenen Schaltung insbesondere eine extrem feste Koppelung für das Brennen des Generators ungünstig ist, wird meistens für die Wärmeeindringung die induktive Koppelung der Elektroden gewählt.

Anders liegen die Verhältnisse, sobald durch den Apparat Kalt-

kauter für Brennwirkungen betätigt werden, hierbei dürfte der galvanische Anschluß der Kauter vorzuziehen sein.

Es entsteht die Frage [Hahnemann[1]], ob bei der Wärmeeindringung zwischen den Elektroden des Apparates eine reine Ohmsche Widerstandwirkung vorhanden ist, oder ob das zwischen den Elektroden befindliche Objekt eine dielektrische Wirkung besitzt, ob also nicht nur reine Leitungsströme, sondern auch Verschiebungsströme auftreten.

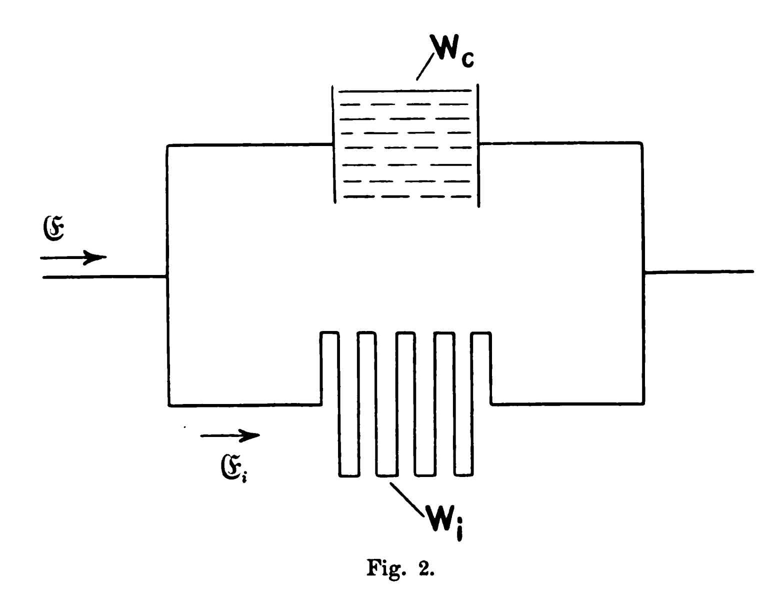


Fig. 2.

Die Frage konzentriert sich darauf, ob der kapazitive Widerstand des Objektes in Betracht kommt.

Ein leicht anzustellender Versuch überzeugt qualitativ vom Gegenteil.

Es wurde ein Fleischstück, dessen Widerstand mittels der Wechselstrombrücke zu 14 Ohm bestimmt war, zwischen die Elektroden gebracht. Die maximale Stromaufnahme des Fleischstückes betrug 1,4 Ampere. Mittels eines Umschalters wurde unter Konstanthaltung von Primärstrom und Lampenstrom und -Spannung ein Clapeyronscher, annähernd selbstinduktions- und kapazitätsloser Widerstand von gleichfalls 14 Ohm mit dem Hochfrequenzsystem verbunden und es stellte sich heraus, daß bei Konstanthaltung der Koppelung die Stromauf-

1) Berliner Klinische Wochenschrift Nr. 44, 1. XI. 1909, S. 1993.

nahme ebenfalls 1,4 Ampere betrug. Es ergab sich mithin, daß sich das Fleischstück wie der Hochfrequenzwiderstand verhielt und daß, wenn überhaupt ein kapazitiver Widerstand des Fleischstückes vorhanden war, dieser sicher nur gering sein konnte.

Um die Größenordnung des event. vorhandenen kapazitiven Widerstandes festzustellen, wurden folgende Überlegungen und Untersuchungen angestellt.

Denkt man, das zwischen den Elektroden befindliche Objekt zerlegt in einen kapazitiven und einen Ohmschen Widerstand und berücksichtigt man die in Fig. 2 gemachten Eintragungen, wobei $\mathfrak{E}$ die Gesamtenergie, $\mathfrak{E}_i$ den in den Ohmschen Widerstand vernichteten Energieteilbetrag bezeichnet so kann man für den resultierenden Widerstand w_r und den scheinbaren Widerstand w_{sch} folgende Ausdrücke aufstellen [1]):

$$\frac{\mathfrak{E}_i}{\mathfrak{E}} = \frac{w_{sch}}{w_r}$$

$$w_r = \frac{w_c \cdot w_i}{\sqrt{w_c^2 + w_i^2}}$$

$$\frac{\mathfrak{E}_i}{\mathfrak{E}} = \frac{w_c}{\sqrt{w_c^2 + w_i^2}}$$

$$w_{sch} = w_r \cdot \frac{\mathfrak{E}_i}{\mathfrak{E}} = \frac{w_c \cdot w_i}{\sqrt{w_c^2 + w_i^2}} \cdot \frac{w_c}{\sqrt{w_c^2 + w_i^2}} = \frac{w_i \cdot w_c^2}{w_c^2 + w_i^2}$$

Setzt man nun für den kapazitiven Widerstand w_c den gerechneten Wert, welcher sich aus der Kapazität zwischen den Elektrodenplatten ergibt [2]) und für den Ohmschen Widerstand den mit niederfrequentem Wechselstrom gemessenen Wert in die Formel w_{sch} ein, so erhält man als scheinbaren Widerstand des Systems wiederum den Wert, der für den Ohmschen Widerstand gemessen wurde.

Bei den unten angegebenen Elektroden und dem Elektrodenabstande wurde mit Wechselstrom von 420 Perioden der Ohmsche Widerstand zu $\sim$ 25,5 Ohm bestimmt, demnach

$$w_{sch} = \frac{w_i \cdot w_c^2}{w_c^2 + w_i^2} = \frac{25{,}5 \cdot 66\,500^2}{66\,500^2 + 25{,}5^2} = 25{,}5\ \Omega$$

---

1) Vgl. Fußnote am Schluß dieses Artikels.

2) Die Elektrodenplatten seien kreisförmig von je 6,5 cm Durchmesser, der Plattenabstand betrage 3,5 cm und die Dielektrizitätskonstante des Fleisches sei zu 81 angenommen.

Zur genauen experimentellen Untersuchung wurden im Laboratorium der C. Lorenz Aktiengesellschaft von Herrn Rein entsprechend der Versuchsanordnung von Fig. 3 nachstehende Resultate bei verschiedenen Frequenzen (Wellenlängen) des Hochfrequenzerregersystems gewonnen, wobei, wie aus Fig. 3 hervorgeht, das zu untersuchende

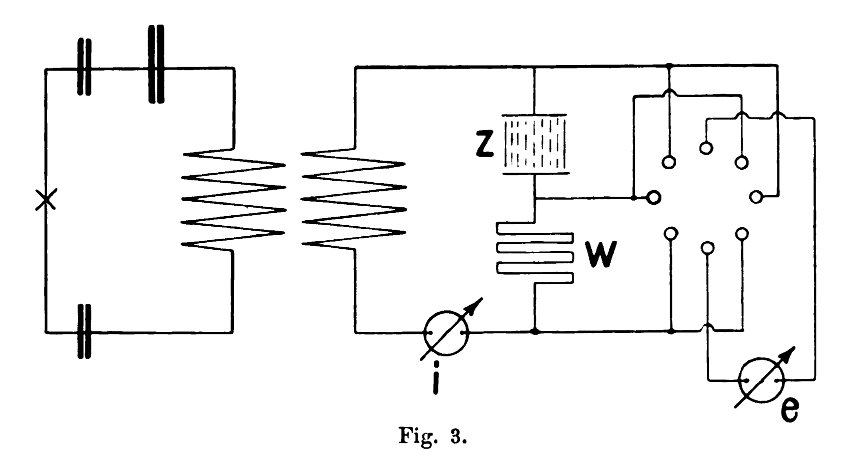


Fig. 3.

Fleischstück in Serie mit einem induktionsfreien Widerstand geschaltet wurde.

λ^m	i Amp.	E Volt	e_w	e_z	w Ohm	z Ohm	$e_w + e_z$	im Fleisch P Watt	$2\pi\nu$	w_c gerechnet	Bemerkungen
8500	1,65	48	18,4	28	11,15	17	46,4	46,2	221500	66600 Ohm	Das Fleisch war vorher längere Zeit vom Strome durchflossen
4750	1,35	32	15,5	16,6	11,5	23,7	32,1	22,4	396500		Neues Fleischstück
3590	1,6	41	19,2	21,6	12	25,6	40,8	34,6	525000		
1105	1,31	31	16,65	14,6	14,8	23,7	31,25	19,1	1700000	8660 Ohm	

Es ist hieraus ersichtlich, daß der kapazitive Widerstand des Fleischstückes selbst bei hohen Frequenzen gegenüber dem Ohmschen

Widerstand so groß ist, daß der erstere gegenüber dem letzteren nicht in Betracht kommt.

Eine Phasenverschiebung der Spannungen e_w und e_z war nicht festzustellen, denn es war die Summe dieser beiden Spannungen stets annähernd gleich der Gesamtspannung E. Das auch aus dieser Untersuchung gewonnene Resultat ist mithin in Übereinstimmung mit dem oben gewonnenen, nämlich, daß der kapazitive Widerstand vernachlässigbar klein ist und Verschiebungsströme daher nicht in Betracht kommen können. Es geht daraus, daß keine Phasenverschiebungen zwischen den Spannungen e_w und e_z zu konstatieren waren, und aus der Abhängigkeit des Widerstandes von der Frequenz hervor, daß eine Konzentrationsverschiebung im organisierten Gewebe nicht vorhanden war. Wahrscheinlich ist dies auf eine Akkommodationserscheinung zurückzuführen, ähnlich wie dies Höber[1]) schon früher beobachtet hat. Auch Nernst[2]) weist nach, daß bei Wechselströmen längerer Periode die Akkommodationserscheinung immer mehr hervortritt, und daß die Reizfähigkeit des Stromes schwächer wird, als nach denjenigen Gleichungen zu erwarten ist, welche er für die Beziehungen der Momentanreizungen ableitet.

Die Nutzanwendung dieser Tatsache ist für den Apparat für Wärmeeinwirkung augenfällig die, daß direkt durch Einschaltung eines Hitzdrahtinstrumentes in die Zuleitungen zu einer der Elektroden die zur Wärmeeindringung benutzte Strömungsgröße direkt abgelesen und gemessen werden kann. Wenn außerdem, z. B. durch Parallelschaltung eines Voltmeters zum Objekt, die Spannung an den Elektroden abgelesen werden kann, so kann der behandelnde Arzt ohne weiteres die Größe der in das betreffende Objekt eingeführten Energie feststellen. Man erhält auf diese Weise ohne weiteres ein direktes Bild der elektrischen Vorgänge, wie sie sich im Innern des Objektes abspielen und ist daher in der Lage, die für die Wärmeeindringung benutzte Strömung entsprechend zu regulieren[3]).

---

1) Höber, Physikalische Chemie der Zelle, Leipzig 1906, S. 159 ff.

2) Handbuch der gesamten medizinischen Anwendungen der Elektrizität, Leipzig 1909, S. 223 ff., insbes. 233—234.

3) Durch diesen von unserem Mitarbeiter Herrn Dr. Nesper (bei der C. Lorenz Aktiengesellschaft) geführten Nachweis, daß zwischen den Elektroden kein kapazitiver Widerstand im Objekt vorhanden ist, sondern ein Ohmscher, ist der Heilkunde ein guter Dienst geleistet worden, da durch die direkte Ablesung an zwei Instrumenten die im Objekte vorhandene Energiemenge festgestellt wird. Die Red.

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode beschrieben, um bestimmte Wärmemengen lokalisiert dem Innern von organischen Geweben zuzuführen, welche auf der Anwendung der mittels eines Poulsen-Lorenzschen Lichtbogengenerators erzeugten nachgelieferten Hochfrequenzströme beruht. Im Anschluß hieran wird der Beweis erbracht, daß bei dieser Wärmeeindringung im Innern des Objektes die Leitungsströme ausschlaggebend sind und daß die Verschiebungsströme, wenn sie überhaupt vorhanden sind, praktisch nicht nachgewiesen werden können. Die Unempfindlichkeit des organisierten Gewebes gegen die nachgelieferten Schwingungen geht schon aus der d'Arsonvalschen Theorie hervor, da die Wechselzahl groß ist. Im vorliegenden Falle kommt hierzu wohl noch eine Akkommodationserscheinung hinzu, welche um so mehr ins Gewicht fallend ist, als es sich um Wechselströme längerer Periode handelt. Polarisation und Konzentrationsverschiebung, welche nach der Nernstschen Theorie zu erwarten waren, sind bei den hier in Betracht kommenden Kapazitäten und hohen Frequenzen so klein, daß ihr Nachweis nicht gelang.

Die Schlußfolgerung hieraus ist die, daß durch Einschaltung eines Hitzdrahtinstrumentes in die Zuführung zu einer der Elektroden und durch Parallelschaltung eines Voltmeters zu den Elektroden direkt die im Objekt vorhandene elektrische Energie gemessen und daß mithin diese dem Objekt zuzuführende Energie entsprechend beliebig einreguliert werden kann.

(Eingesandt 27. November 1909.

Drahtlose Telegraphie in Zeppelins Luftschiffen[1]. In jüngster Zeit hat die Luftschiffbau-Zeppelin-Gesellschaft wichtige erfolgreiche Versuche mit drahtloser Telegraphie nach dem neuen Telefunkensystem „Tönende Funken" gemacht. Wenn auch erst nach Einbau einer definitiven Station in das Luftschiff, der anfangs dieses Jahres erfolgen wird, die Resultate veröffentlicht werden sollen, so läßt sich doch heute schon folgendes berichten. Die Versuche haben erstens gezeigt, daß vom Zeppelinschen Luftschiff aus mit einer ver-

1) Nach einer Mitteilung der Luftschiffbau-Zeppelin-Ges. m. b. H.



hältnismäßig primitiven Laboratoriumseinrichtung bis auf 500 km gegeben und anstandslos von der Telefunkenstation Nauen bei Berlin empfangen werden konnte. Des weiteren hat sich herausgestellt, daß gerade das große Metallgerippe dieses Luftschifftyps, im Gegensatz zu Landstationen und den Stationen auf anderen nicht Metalluftschiffen, gestattet, mit wesentlich geringerer Senderenergie als gewöhnlich große Reichweiten zu erzielen. E.

(Eingesandt 23. November 1909.)

In Heft 48 der Elektrot. Ztschr. wird berichtet: Die Arbeiten zur Wiederherstellung der Funkentelegraphenstation in Glace Bay (Nova Sectia) werden voraussichtlich bis Anfang 1910 beendet sein, und es soll alsdann der transatlantische Nachrichtendienst wieder aufgenommen werden. Marconi hofft bis dahin eine Vereinbarung mit der britischen Postverwaltung zum Abschluß zu bringen, wonach den Marconistationen dieselben Erleichterungen gewährt werden sollen wie den Kabelgesellschaften; jede Postanstalt des Vereinigten Königreichs würde dann verpflichtet sein, Telegramme nach und von Marconistationen anzunehmen bzw. zu bestellen. Falls die kanadischen Landlinien nicht das gleiche Entgegenkommen beweisen, beabsichtigt die Marconi-Gesellschaft eigene Stationen zur Herstellung funkentelegraphischer Verbindungen in Kanada zu errichten. E.

(Eingesandt 23. Dezember 1909.

Nobelpreis für Physik. Mit dem diesjährigen Nobelpreis für Physik wurden unsere hochverehrten Mitarbeiter Prof. Ferdinand Braun und Guglielmo Marconi gemeinschaftlich wegen ihrer Verdienste um die drahtlose Telegraphie ausgezeichnet. Es braucht in dieser Zeitschrift nicht auseinandergesetzt zu werden, daß diese Verteilung von Fachleuten als gerecht empfunden wird. Marconi verdanken wir die starke Initiative für die zielbewußte Benutzung der Hertzschen Wellen zu Zwecken einer Telegraphie ohne metallische Leiter, worauf dann durch die Einführung von Brauns gekoppelten Systemen die neue Epoche einer solchen praktischen Anwendung wirklich großen

Stils eingeleitet bzw. überhaupt erst ermöglicht wurde. — Prof. Braun wurde 1850 in Fulda geboren, studierte in Marburg und Berlin und promovierte an letzterer Universität 1872, um dann Assistent bei dem rühmlichst bekannten Prof. Quincke in Würzburg zu werden. Als weitere Daten sind zu nennen: Herbst 1874—1876 Oberlehrer in Leipzig (Thomasgymnasium); Herbst 1876 bis Ostern 1880 Extraordinarius für theoretische Physik in Marburg; Ostern 1880 bis Ostern 1883 in gleicher Stellung in Straßburg; Ostern 1883 bis Ostern 1885 ord. Professor am Polytechnikum Karlsruhe; Ostern 1885 bis Ostern 1895 ord. Prof. in Tübingen, wo er 1885 bis Herbst 1888 die Erbauung und Einrichtung des neuen physikal. Instituts leitete; Ostern 1895 bis jetzt Professor und Direktor des physikal. Instituts der Universität Straßburg, wo er trotz einem Rufe nach Leipzig (als Nachfolger von H. Wiedemann) verblieb und sich seit 1898 mit Versuchen über drahtlose Telegraphie beschäftigte. Als Spezialarbeit dieses Gebietes ist seine „gerichtete drahtlose Telegraphie“ bemerkenswert, die er gemeinschaftlich mit seinen Assistenten Mandelstam und Papalexi ausbildete. Die Braun-Röhre (Kathodenstrahlen-Röhre) ist jeden Physiker bekannt. Prof. Braun führte in Stockholm auch die modernen Detektoren an, die auf seine Arbeiten aus 1874 (Bleiglanz) usw. zurückgehen. Auf Brauns sonstige Arbeiten sei nicht näher eingetreten; sie zeichnen sich sämtlich durch eine große Originalität und vor allem eine eminente experimentelle Geschicklichkeit aus, wovon noch eine jüngere Arbeit, die faserige Struktur in Organismen vermittels optisch-elektrischer Schwingungsprinzipien nachzuweisen für Fälle, wo die mikroskopische Methode an ihren prinzipiellen Grenzen angelangt ist, ein glänzendes Zeugnis ablegt.

Marconi wurde 1874 in Bologna geboren, wo er auch auf dem Landgute seines Vaters seine ersten praktischen Versuche mit drahtloser Zeichenübertragung vermittels Hertzscher Wellen anstellte mit der ausgesprochenen Absicht der Ausbildung einer Telegraphie ohne metallische Leiter. Angeregt wurde er hierzu durch die eleganten Vorlesungsversuche mit den Hertzschen Wellen, die Prof. Righi an der Universität Bologna demonstrierte. Die wichtigen Luftdrähte oder Antennen, zu denen Marconi, tatkräftig gefördert von dem verdienstvollen Chef des engl. Telegraphenwesens Sir William Preece, schließlich geführt wurde, sind bekanntlich nichts anderes wie die eine Hälfte eines Hertzschen Oszillators, dessen andere Hälfte er schließlich durch eine gute Verbindung mit der Erde ersetzte, was aber nicht der theoretisch beste Modus ist, weshalb man heute davon in Stationen, wo

es auf die Störungsfreiheit und Abstimmung ankommt, wieder ganz abgekommen ist. Hervorzuheben ist ferner Marconis Transformation im Empfänger und sein „Magnetic detector". Auch Marconi hat vor nicht langer Zeit eine eigene Methode einer „gerichteten drahtlosen Telegraphie" ausgebildet, die große praktische und erfolgreiche Anwendung fand bei der Telegraphie über den Ozean, während Brauns diesbezügliche Versuche doch kaum mehr als Laboratoriumsversuche geblieben sind. Marconis vor einigen Jahren erreichte drahtlose Kommunikation zwischen England und Amerika ist äußerlich seine glanzvollste Leistung. E.

(Eingesandt 25. Dezember 1909).

Radiotelegraphische Zeitsignale für die Schiffahrt. Aufruf zur Bildung einer internationalen Kommission.

Für den im 5. Heft (Bd. 2) publizierten Aufruf Tissot (vide auch 6. Heft S. 92) hat noch Herr Dr. E. Bellini (Turin) seine Zustimmung gesandt. Die Red.

(Eingesandt 23. November 1909.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Verfahren und Einrichtungen zur Erzeugung elektrischer Schwingungen.

Prof. Dr. Wilh. Peuckert in Braunschweig hat unter Nr. 217390 ein Patent erhalten auf ein Verfahren zur Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen von hoher Periodenzahl durch Gleichstrommaschinen. Er verwendet dabei eine Gleichstrommaschine (Fig. 1), deren Magnete fremd erregt werden, und bei der ein zweites Bürstenpaar *b b* angebracht ist, dessen Ebene senkrecht steht zur Ebene der

normal vorhandenen Bürsten *a a*, welche kurz geschlossen werden. Die Fremderregung der Feldmagnete wird konstant erhalten und dadurch ein Feld F erzeugt. An die Bürsten *b b* wird eine Kapazität C angeschlossen, welche mit der Ankerwickelung einen Schwingungskreis bildet. Bei der Drehung des Ankers entsteht ein Kurzschlußstrom I, der das Feld F_1 erzeugt, welches eine Quermagnetisierung des Ankers bewirkt. In diesem Felde rotiert der Anker, und der dadurch induzierte Nutzstrom i wird an dem Bürstenpaar *b b* abgenommen. Dieser Strom liefert ein dem ursprünglichen Felde entgegenwirkendes Feld F_2, so daß für die Entstehung des Kurzschlußstromes tatsächlich nur das Differenzfeld $F—F_2$ in Betracht kommt. Da der Widerstand des Kurzschlußstromweges sehr gering ist, genügt ein sehr schwaches

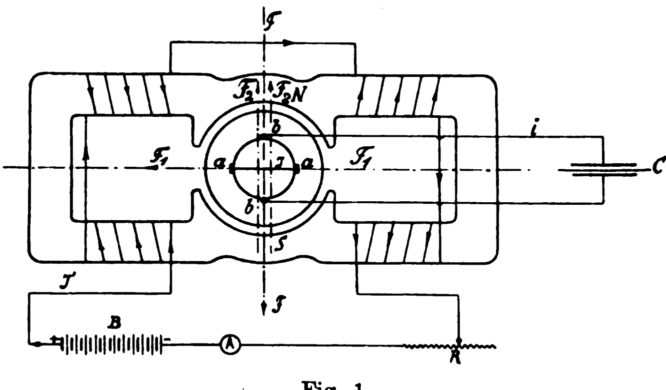


Fig. 1.

Differenzfeld, um einen hinreichend starken Kurzschlußstrom zu erzeugen. Ist der Kurzschlußstrom konstant, so ist es auch die im Anker erzeugte elektromotorische Kraft; ist aber dieser Strom veränderlich, so wird im Anker eine elektromotorische Kraft induziert, die genau diesen Änderungen folgt und somit auch einen Ankerstrom hervorruft, dessen Schwankungen genau den Schwankungen des Kurzschlußstromes folgen. Man sieht also, daß ein so ausgeführter Anker eine elektromotorische Kraft liefert, die bei wachsendem Strome abnehmen muß, so daß also der Anker eine fallende Charakteristik besitzt. Durch passende Wahl der Feldmagneterregung kann man die Charakteristik sehr steil abfallend machen. Wird nun an die Bürsten *b b* ein Kondensator C angeschlossen, so entstehen in dem durch die Ankerwickelung und die Kapazität gebildeten Schwingungskreise

Wechselströme, deren Periodenzahl nur bestimmt ist durch die Selbstinduktion und die Kapazität, und unabhängig von der Umdrehungszahl des Ankers.

Das Patent 216043 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie betrifft eine Einrichtung zur Erzeugung von kontinuierlichen oder annähernd kontinuierlichen, wenig gedämpften Schwingungen, bei der das Prinzip der erlöschenden Funkenstrecke Verwendung findet. Statt der sehr kurzen Funkenstrecke bzw. Quecksilberdampflampe findet aber dabei ein Lichtbogen Verwendung, der zweckmäßig in Wasserstoff und in einem Magnetfelde angeordnet ist und eine oder zwei gekühlte Elektroden besitzt. Notwendig ist allerdings, um diese Erscheinung (Erlöschen des Lichtbogens) zu erzielen, daß die Kapazität des Bogenkreises verhältnismäßig hoch gewählt wird, und zwar wesentlich größer, als zur Erzielung des reinen Duddellphänomens notwendig ist. Der Erfolg wird z. B. erzielt bei einer Koppelung von etwa 20 %, einer Wellenlänge von 1000 m und einer Primärkapazität von etwa 50000 cm. Zur Speisung des Bogens kann ebensogut Wechselstrom wie Gleichstrom verwendet werden. Verwendet man Wechselstrom, so hört man an der Empfangsstelle einen Ton, welcher der Wechselzahl der Maschine entspricht. Da Wechselzahlen von etwa 600 bis 1200 pro Sekunde für das menschliche Ohr die besten Wirkungen hervorbringen, soll die Maschine Wechselstrom von entsprechender Frequenz liefern.

Ein weiteres Patent (Nr. 217339) der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie bezieht sich auf eine Schaltungsanordnung zur Erzeugung möglichst wenig gedämpfter elektrischer Schwingungen, bei welcher der Schwingungskreis oder Hauptkreis keine Kommutiervorrichtung oder deren Ersatz (Funkenstrecke, Lichtbogen usw.) enthält und durch eine Spannungsquelle, welche mit einem Unterbrecher und der Selbstinduktion des Schwingungskreises hintereinandergeschaltet ist, erregt wird. Schaltungsanordnungen dieser Art sind bereits bekannt, vgl. hierzu z. B. Fig. 2. Im Gegensatz zu dieser bekannten Anordnung besteht das Wesen des Erfindungsgegenstandes darin, daß sowohl die Spannungsquelle (a) wie auch der Unterbrecher (d) entweder in einem gemeinsamen Nebenkreis (Fig. 3) oder in zwei besonderen Nebenkreisen (Fig. 4) zum geschlossenen Schwingungskreis angeordnet werden.

Im letzteren Falle muß die Kapazität des Schwingungskreises in zwei (b_1 b_2) zerlegt werden, deren eine beträchtlich größer ist als die andere; zur kleineren (b_1) wird der Unterbrecher (d), zur größeren (b_2) die Spannungsquelle (a) parallel gelegt. Hierdurch wird gegen-

über der bekannten Schaltung der Vorteil erzielt, daß der Schwingungskreis selbst keine Spannungsquelle enthält, durch die eine bei der Kleinheit der im Schwingungskreise sonst vorhandenen Dämpfung sehr beträchtliche Dämpfung hervorgerufen wird.

Eine Schaltung zur Vergrößerung der Amplitude von in Duddellscher Schaltung erzeugten elektrischen Schwingungen hat sich Simon Eisenstein in Kiew schützen lassen, D. R. P. 215432. Er geht aus von der bekannten Anordnung, bei der in den Speisestrom des Lichtbogens ein variabler Widerstand, etwa in Gestalt eines zweiten Lichtbogens, einer Quecksilberdampflampe usw. eingeschaltet ist, welche ihren Widerstand selbst ständig zu ändern vermögen, so daß die Stromstärke des Speisestromes für den Lichtbogen Veränderungen erleidet, die in innigem Zusammenhange mit den Zustandsänderungen des Lichtbogens selbst stehen. Eisenstein schlägt nun vor, zur Verstärkung der

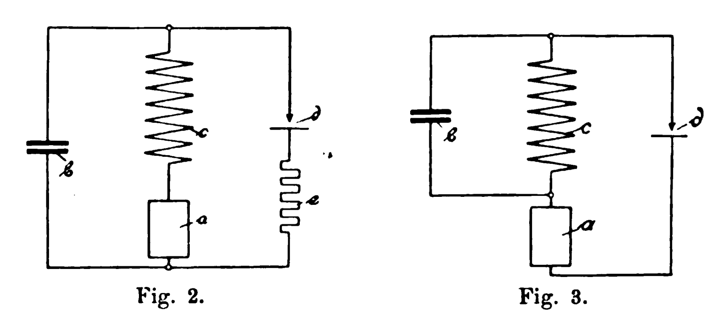


Fig. 2. Fig. 3.

Widerstandsschwankungen des variablen Widerstandes Nebenschwingungskreise zu verwenden. Fig. 5 zeigt eine solche Schaltung. 3, 6, 7 bilden den Duddellkreis 5, 8 ist der variable Widerstand in Gestalt eines Lichtbogens, 8, 16, 17, 3 bilden den Nebenschwingungskreis 18. Dieser Nebenschwingungskreis soll aber auf den Hauptschwingungskreis selbst einen Einfluß nicht ausüben, dagegen veranlaßt er unter dem Einfluß des im Speisestrom liegenden variablen Widerstandes (8) Schwingungen, welche den Speisestrom als solchen gewissermaßen überlagern und so einen undulierenden Strom schaffen, der zur Speisung des Schwingungserregers dient.

Der rotierende Lichtbogenunterbrecher mit Luftstrahlgebläse nach D. R. P. 216696 (identisches französisches Patent 401073) von H. Heinicke in Steglitz besteht aus zwei in entgegengesetzter Richtung rotierenden Metallscheiben, von denen die eine mit Zähnen oder Vorsprüngen versehen ist, während die zweite Scheibe zwei gegeneinander

versetzte, nacheinander Kontakt machende Stromabnehmer sowie zwei Gebläseröhren trägt. Der Zweck ist, beliebig hohe Unterbrechungszahlen zu erhalten.

R. A. Fessenden in Brant Rock, V. St. A. hat sich unter Nr. 216491 eine Wechselstrommaschine zur Erzeugung elektrischer Schwingungen hoher Frequenz schützen lassen, deren Kennzeichen darin besteht, daß der Anker in der Luftstrecke des magnetischen Stromkreises unsymmetrisch angeordnet ist. Darunter ist zu verstehen, daß der Abstand des Ankers von dem einen Pol größer ist als der Abstand von dem anderen Pol. Die Maschine ist, da die in Frage kommenden Lufträume sehr klein sind, mit einer Gyroskoplagerung ausgestattet.

Erwähnung möge noch finden das D. R. P. 216558 der Vereinigten Elektrotechnischen Institute Frankfurt-Aschaffenburg m. b. H.

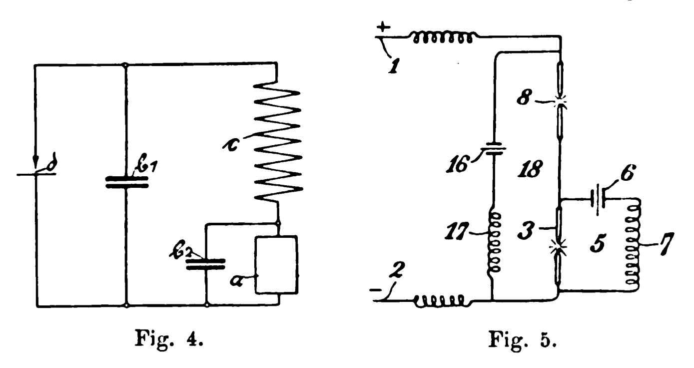


Fig. 4. Fig. 5.

(Veifa-Werke) und Friedrich Dessauer in Aschaffenburg. Es betrifft ein Verfahren zur Schwingungserzeugung unter Verwendung von Wechselstrom als Betriebsstrom. Das Kennzeichen besteht darin, daß die Selbstinduktion des primären Schwingungskreises zwischen zwei gleichzeitig regelbare, symmetrisch zum Schwingungskreis angeordnete Funkenstrecken geschaltet ist. Durch Versuche ist nämlich festgestellt worden, daß diese Schaltung besonders günstige Wirkungen ergibt gegenüber der Verwendung einer einzigen unsymmetrisch angeordneten Funkenstrecke.

Empfangsanordnungen für drahtlose Telegraphie.

Bei der Empfängerschaltung von Poulsen nach D. R. P. 209495 wird in bekannter Weise ein sehr wenig gedämpfter Schwingungskreis verwendet, von welchem die vom Empfänger aufgenommene Energie

nach einem dritten, den Detektor enthaltenden Kreis übertragen wird. Die Erfindung besteht darin, daß in den dritten Schwingungskreis eine intermittierende Kontaktvorrichtung eingeschaltet oder mit demselben verbunden ist, um eine rhythmische Variation oder Unterbrechung in dem den Detektor (Telephon) enthaltenden Stromkreis zu erzeugen.

Ein zweites Patent (D. R. P. 210454) von Poulsen (Zusatz zu D. R. P. 203704) betrifft ebenfalls eine Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie mittels kontinuierlicher Schwingungen. Die Erfindung besteht darin, daß ein elektromagnetischer Apparat, z. B. ein Telephon oder ein Relais, an den auf die schnellen Schwingungen resonierenden Kreis an- und von ihm abgeschaltet wird.

Bei der durch D. R. P. 213487 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin geschützten Schaltungsanordnung für Empfangssysteme der Strahlentelegraphie und -telephonie wird die Abstimmung zwischen den verschiedenen Empfangskreisen der Empfangsstation während des Empfanges selbsttätig und stetig (d. h. nicht stufenweise) durch eine oder mehrere dauernd arbeitende Variationsvorrichtungen verändert. Diese Anordnung kann z. B. beim Aufsuchen von Depeschen verschiedener Abstimmung in der Strahlentelegraphie vorteilhaft Anwendung finden. Auch kann man mit dieser Anordnung auf einen und demselben Luftleiter mehrere Sendetelegramme zugleich aufnehmen, indem mehrere Detektoren enthaltende Resonanzkreise von verschiedener Abstimmung mit dem Luftleiter gekoppelt werden und von diesem nun jeder im Momente, in welchem er mit dem Luftleiter abgestimmt

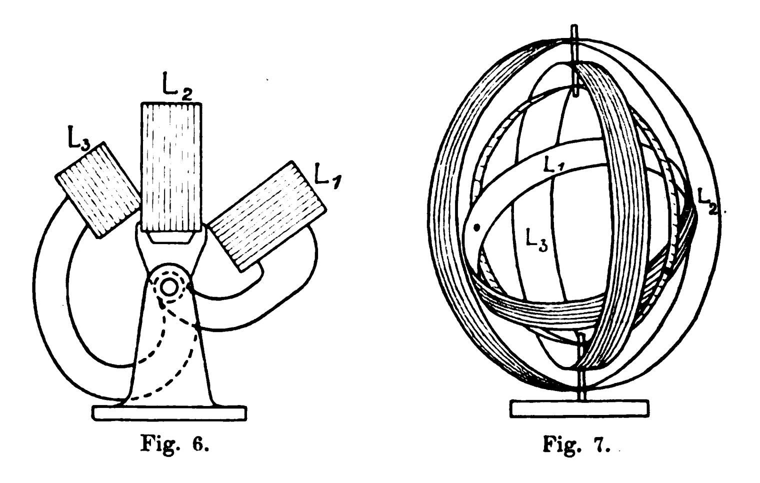


Fig. 6. Fig. 7.

ist, dem Detektor die mit seiner Wellenlänge ankommenden Zeichen überträgt.

Das D. R. P. 213462 von Scheller betrifft eine variable Empfangsschaltung für Strahlentelegraphie, bei welcher drei Spulen verwendet werden, von denen die eine dem variablen Luftdrahtkreis, die zweite einem geschlossenen variablen Schwingungskreis und die dritte einem Detektorkreis angehört. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß sich diese drei Spulen beliebig miteinander koppeln lassen, zum Zweck, ein allmähliches Umschalten von direkter auf indirekte Schaltung zu ermöglichen. Die konstruktive Ausführung kann dabei so sein, daß entweder (vgl. Fig. 6) die drei Spulen L_1 L_2 L_3 um eine außerhalb liegende Achse gedreht werden können, oder daß zwei dieser

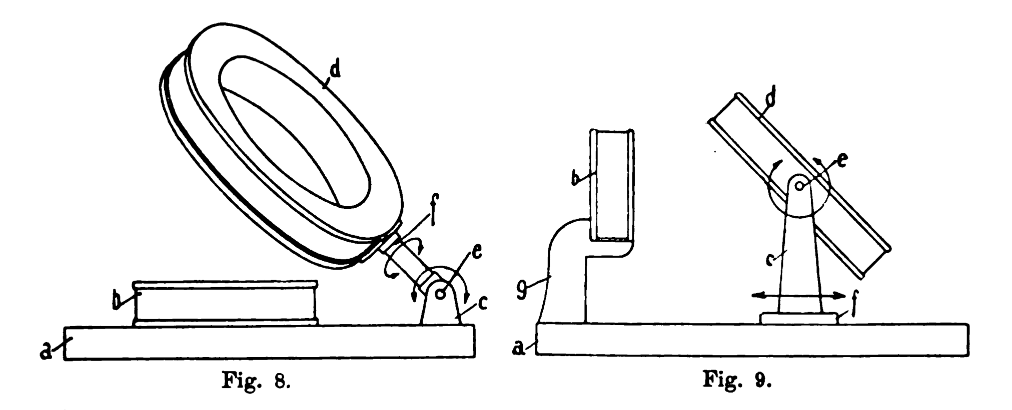


Fig. 8. Fig. 9.

Spulen (Fig. 7) um ihre gemeinsame, die dritte um eine zu dieser senkrechte Achse ineinander gedreht werden können.

Eine Koppelungsvorrichtung für Hochfrequenzströme, die sowohl bei Sende- als auch bei Empfangsstationen verwendet werden kann, betrifft das D. R. P. 213128 von O. Scheller und der C. Lorenz Aktiengesellschaft. Hier sind zwei oder mehrere Spulen derart zu einem ein geschlossenes Ganzes bildenden Apparat vereinigt, daß sie mittels zweier oder mehrerer Bewegungseinrichtungen in nahezu jede beliebige gegenseitige Lage gebracht werden können, indem zunächst eine ungefähre Einstellung der Koppelung durch die eine Bewegungsvorrichtung und hierauf eine feinere Einregulierung durch die andere Bewegungsvorrichtung vorgenommen werden kann. Die konstruktive Ausführung kann dabei entweder so sein, daß (vgl. Fig. 8) eine Spule (*b*) der Koppelungsvorrichtung, und zwar zweckmäßig die

kleinere, fest und die andere (*d*), vorteilhaft die größere, welche die kleinere umschließt, in einer Klappvorrichtung drehbar angeordnet ist (Fig. 8); sie kann aber auch so sein, daß die eine (kleinere) Spule (*b*) fest und die andere (größere) (*d*), welche die kleinere umschließt, in einer Schiebevorrichtung drehbar angeordnet ist (Fig. 9).

(Eingesandt 28. Dezember 1909.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

AEG-Zeitung. Das Dezemberheft beginnt mit einem reich illustrierten Artikel über Elektrizität in Kirchen; im Zusammenhang damit zeigt das Titelbild: Elektrisches Licht im Berliner Dom. Die Verwendung der Elektrizität für die Herstellung von Stahl wird in dem Aufsatz „Das Elektrostahlverfahren" behandelt. Die Artikelserie von Dr. Ing. L. Bloch über die Elektrizität im Wohnhause findet in der vorliegenden Nummer ihren Abschluß. Ein Beitrag: Grundwassersenkungsanlagen führt die hierauf gerichteten Arbeiten am Kaiser Wilhelms-Kanal und die fertige Anlage in Plötzensee, diese auch im Bilde, vor. Dann folgt der erste Teil des von Dr. Ing. Friedrich Eichberg im Verwaltungsgebäude der AEG gehaltenen Vortrages über die Entwickelung der elektrischen Vollbahnen. Oberingenieur F. Connert stellt unter Verwendung umfangreichen statistischen Materials das günstige Resultat von Ermittelungen über den Wärmeverbrauch bei den B. E.W. fest.

Ostwald, W., Entwickelung der Elektrochemie. Sammlung: Wissen und Können. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. 1910. Geb. M. 5.60

Soddy, Frederick, Die Natur des Radiums. (Übersetzt von G. Siebert.) Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. 1909. M. 5.—, geb. M. 6.—

Hausrath, H., Die Galvanometer. Sonderabdruck aus „Helios". Verlag von Hachmeister & Thal in Leipzig.

Brion, G., Die Technischen Strom- und Spannungsmesser. Sonderabdruck aus „Helios". Verlag von Hachmeister & Thal in Leipzig.

Fischer, K., Technische Instrumentarien zur Prüfung und Überwachung des Betriebszustandes von elektrischen Anlagen. Sonderabdruck aus „Helios". Verlag von Hachmeister & Thal in Leipzig.

Fischer, K., Technische Widerstände. Sonderabdruck aus „Helios". Verlag von Hachmeister & Thal in Leipzig.

Schleussner, C. Aktiengesellschaft (Frankfurt a. M.), Röntgen-Handbuch. Eine kurze Anleitung zur Technik der medizinischen Röntgenographie, mit besonderer Berücksichtigung der photographischen Entwickelungstechnik. Selbstverlag. M. 1.50

(Eingesandt 25. Dezember 1909.)

Literaturverzeichnis.

Abraham, M., Phys. Ztschr. **10**, 737, 1909. Zur elektromagnetischen Mechanik.

Alexanderson, E. F. W., Elektrot. Ztschr. **30**, 1003, 1909 (Ref. über Proc. of the Am. Inst. of El. Eng. **28**, 655, 1909). Wechselstromdynamo für 100000 Perioden (vgl. Elektrot. Ztschr. **30**, 852, 1909).

Bary, P., La Lum. él. **31** (VIII), 201, 1909. Théorie de l'interrupteur de Wehnelt.

Bethenod, J., La Lum. él. **31** (VIII), 301, 1909. Remarques sur la formule de Bjerknes et son application à la détermination de l'amortissement des circuits oscillants.

Bjerknes, V., Phys. Rev. **29**, 310, 1909. On the absolute measurement of electromagnetic quantities.

British Radio Telegraph and Telephone Co., Electrician **64**, 157, 1909. Wireless Telegraph Experiments.

Broca, Elektrot. Ztschr. **30**, 1004, 1909 (Ref. über Bull. Soc. Intern. des Electr. **9**, 423, 1909). Hitzdraht-Amperemeter für Hochfrequenzströme.

Brown, S. Leroy, Phys. Rev. **29**, 369, 1909. The residual of inductance and capacity in resistance coils. A standard resistance with balanced inductance and capacity.

Campbell, Albert, Phil. Mag. **18**, 794, 1909. On the measurement of wavelength for high frequency electrical oscillations.

Caudrelier, E., C. R. **149**, 919, 1909 (vgl. ebenda **148**, 1257, 1909). Du rôle de la capacité des électrodes dans la décharge des inducteurs.

Cauwenberghe, R. van, Elektrot. Ztschr. **30**, 1015, 1909. Vorlesungsinstrumentarium für Wechselstromerscheinungen und elektromagnetische Schwingungen.

Devaux-Charbonnel, La Lum. él. **31** (VIII), 80, 1909. Sur l'étalonnement des condensateurs par l'électro-diapason.

Chiarini, V., Ann. Phys. Beibl. **33**, 1184, 1909 (Ref. über Rend. R. Acc. dei Linc. (5) **18**, 503, 1909). Versuche über die elektrischen Eigenschaften der Flammen.

Cunningham, E., Proc. R. Soc. **83** (A), 109, 1909. The motional effects of the Maxwell Aether-stress.

Duddell, Electrician **64**, 53, 1909. A Duddell oscillograph for use on a 50000 volt circuit.

Dudley, W. L., Science (N. S.) **30**, 525, 1909. Neon and electric waves.

Eccles, W. H., Electrician **64**, 25, 66, 1909. Recent patents in wireless telegraphy and telephony (vgl. La Lum. él. **31** (VIII), 336, 1909.

Egnér, C. u. Holm[illegible]öm, J. G., Electrician **64**, 229, 1909 (in La Lum. él. **31** (VIII), 237, [illegible], 1909). Telephone trials with a long-distance microphone (auch für drahtlose Telephonie zwischen den Poulsen-Stationen Lyngby und Esbjerg).

Einstein, A., Phys. Ztschr. **10**, 817, 1909 (Verh. D. Phys. Ges. **11**, 482, 1909). Über die Entwickelung unserer Anschauungen über das Wesen und die Konstitution der Strahlung.

Electrical World 54, 767, 1909. Wireless telegraphy in the U. S. Navy.

Fleming, J. A., Nature **82** (Nr. 2092 u. 2093), 141, 168, 1909. Researches in Radio-telegraphy.

— Electrician **64**, 381, 429, 1909. Some quantitative measurements in connection with radiotelegraphy (vgl. auch ebenda S. 467 Diskussion; ferner Electr. Eng. 21. I. 1910 S. 68).

Flowers, Allan E., Phys. Rev. **29**, 445, 1909. Crystal and solid contact rectifiers.

Gáti, Béla, E. u. M. Heft 37, 1909. Das C. R. Gesetz und die Kabelschnelltelegraphie.

Giron, A., L'Électricien **38**, 298, 1909. Transmission radiotélégraphique de l'ecriture et de dessin (System J. G. de Guillen-Garcia).

Goddard, H., La Lum. él. **31** (VIII), 79, 1909 (Ref. über Phys. Rev. und Electrician 13. VIII. 1909). Sur la conductivité électrique des poudres.

Grassi, Guido, Rend. di Napoli (3) **15**, 79, 1909. Misure di reattanza e induzione mutua nei circuiti a corrente alternata.

Gumlich, E., Ztschr. f. Elektrochem. **15**, 597, 1909 u. Elektrot. Ztschr. **30**, 1065, 1096, 1909. Die Messung hoher Induktionen.

Hammer, Max, Untersuchungen über Hertzsche stehende Schwingungen in Luft. Diss. Halle 1909.

Hasenöhrl, F., Phys. Ztschr. **10**, 829, 1909 (Verh. D. Phys. Ges. **11**, 501, 1909). Über die Umwandlung kinetischer Energie in Strahlung.

Hausrath, H., Phys. Ztschr. **10**, 756, 1909. Die Methoden zur Eisenuntersuchung bei Wechselstrom und ein Apparat zur Darstellung dynamischer Hysteresiskurven.

Hausrath, H. u. Krüger, F., Helios **15**, 429, 437, 445, 453, 1909. Über Meßbrücken, Widerstände und Kompensationsapparate.

Heinecke, Gustav, Phys. Ztschr. **10**, 893, 1909. Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Systeme (II. Teil: Das Empfangssystem) (siehe auch ebenda S. 886, Kaiser).

Holmström, J. G., s. Egnér, C.

Houdros, D., Phys. Ztschr. **10**, 804, 1909 (Verh. D. Phys. Ges. **11**, 463, 1909). Über symmetrische und unsymmetrische elektromagnetische Drahtwellen.

Jacob, E., Über die Funkenverluste in einem geschlossenen Schwingungskreise. Jena 1909.

Kaiser, Johannes, Phys. Ztschr. **10**, 886, 1909. Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Systeme (I. Teil: Das Sendesystem) (s. auch ebenda S. 893, Heinecke).

Kowalski, Joseph de u. Rappel, Ulrich J., Phil. Mag. **18**, 699, 1909. Alternating-current spark potentials and their relation to the radius of the curvature of electrodes.

Krüger, F., s. Hausrath, H.

Léauté, André, C. R. **149**, 849, 1909 u. La Lum. él. **31** (VIII), 331, 1909. Sur les effets destructifs des décharges oscillantes de grande fréquence.

— C. R. **149**, 1064, 1909. Étude mathématique de l'échauffement d'un conducteur parcouru par un décharge oscillatoire très rapide.

Leblanc, M. fils, La Lum. él. **31** (VIII), 168, 195, 1909. Le convertisseur Cooper Hewitt à vapeur de mercure.

Lederer, E. L., Ann. Phys. Beibl. **33,** 1187, 1909 (Ref. über Verh. d. D. Ges. **11,** 259, 1909). Über eine Erscheinung bei der Quecksilberfunkenstrecke.

Lees, Ch. H., Phil. Mag. (6) **18,** 432, 1909. On Vaschy's or Pirani's method of comparing the self-inductance of a coil with the capacity of a condenser.

Lehmann, Th., Elektrot. Ztschr. **30,** 995, 1019, 1909 u. La Lum. él. **31** (VIII), 107, 137, 163, 1909. Graphische Methode zur Bestimmung des Kraftlinienverlaufs (magnetischen) in der Luft (bei magnetischen Kreisen).

Lepel, von E., Electrician **64,** 153, 1909. The Lepel Wireless Telegraph System.

— Electrician **64,** 157, 1909. The new Telefunken-System.

Lindemann, R., D. Mech. Ztg. Heft 20, 193, 201, 229, 1909. Drahtlose Telegraphie mittels tönender Löschfunken.

Marconi, G., L'Électricien **38,** 300, 1909 (Referat). Un ondemètre portatif.

Markau, K., Elektrot. Ztschr. **30,** 1002, 1909 (Ref. über Ann. Phys. **26,** 167, 1908). Dämpfung elektrischer Schwingungen in Kondensatorkreisen, welche statt der Luftfunkenstrecke eine Cooper-Hewittsche Quecksilberbogenlampe enthalten.

Merczyng, H., C. R. **149,** 981, 1909. Études sur les ondes électromagnétiques très courtes. Réflexion et dispersion anomale des liquides.

Murani, Oreste, Onde Hertziane e telegrafo senza fili. Milano 1909 (2 éd.).

Nachod, C. P., Electrical World **54,** 768, 1909. Test of electromagnets.

Nesper, E., Helios **15,** 421, 1909. Neuere deutsche Patente der drahtlosen Telegraphie.

Péri, L'Électricien **38,** 250, 1909 (Referat). Condensateur à capacité variable.

Petit, G. E., La Lum. él. **31** (VIII), 279, 1909. Déflagrateur pour émissions pseudo-musicales en télégraphie sans fil.

Petrowsky, A., La Lum. él. **31** (VIII), 335, 1909 (Referat). Propagation des ondes électromagnétiques du vibrateur hertzien dans un milieu conducteur.

Poincaré, H., C. R. **149,** 621, 1909 u. La Lum. él. **31** (VIII), 212, 1909. Sur la diffraction des ondes hertziennes.

Pulgar, J. de u. Wulf, Th., Ann. Phys. **30,** 697, 1909. Allgemeine Theorie elektrostatischer Meßinstrumente mit besonderer Berücksichtigung des Quadrantelektrometers.

Rappel, Ulrich J., s. Kowalski.

Royds, T., Ann. Phys. Beibl. **33,** 1185. 1909 (Ref. über Brit. Assoc. Rep. Dublin S. 637, 1909). Weitere Versuche über die Konstitution des elektrischen Funkens.

Solff, K., Elektrot. Ztschr. **30,** 1037, 1909. Luftschiffahrt und drahtlose Telegraphie.

Szarvassi, Arthur, Phys. Ztschr. **10,** 811, 1909 (Verh. D. Phys. Ges. **11,** 476, 1909). Die Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen in bewegten Körpern und das Energieprinzip.

Thomson-Houston Compagnie, L'Électricien **38,** 241, 1909 (Referat). Parafoudres électrolytiques en aluminium (pour réseaux à courants alternatifs).

Tommasina, Th., C. R. **149,** 627, 1909. Nouveaux apports à la théorie de la lumière.

Vaugham, Frank P., Electric. Eng. 3. xii. 1909 S. 781. High potential, high frequency.

Wallot, J., Ann. Phys. **30,** 495, 1909. Stehende elektrische Wellen an ungleichartigen Drähten.

Walter, L. H., Electrician **64,** 262, 1909. Constancy of coupling and the phase relations in the Bellini-Tosi system of directive wireless telegraphy.

Weiss, E. H., La Lum. él. **31** (VIII), 326, 1909. Condensateur enroulé de volume minimum.

Wien, Max, Ann. Phys. **30,** 631, 1909. Erwiderung auf die Bemerkung von Dr. Nesper zu meiner Arbeit: Über die Dämpfung von Kondensatorschwingungen (betreffend: Preßgaskondensatoren).

Witte, Hans, Elektrot. Ztschr. **30,** 1137, 1170, 1909. Vom Wesen der Elektrizität.

Wulf, Th., s. Pulgar, J. de.

Zahn, Hermann, Verh. D. Phys. Ges. **11,** 377, 1909. Permeabilität des Eisens bei schnellen Schwingungen (vgl. ebenda S. 185).

Detektoren.

1. Kohärer.

— — — — — — — — — — — — — — — — — — —

2. Elektrolytische Wellendetektoren.

Gáti, Béla, Phys. Ztschr. **10,** 897, 1909. Die Empfindlichkeit des Barretters.

Pierce, G. W., Electrician **64,** 183, 1909. The electrolytic detector, studied with the aid of an oscillograph (vgl. La Lum. él. **31** (VIII), 307, 1909).

Zöllich, Hans, Phys. Ztschr. **10,** 899, 1909. Über die Empfindlichkeit von Barretteranordnungen.

3. Thermische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — — —

4. Magnetische Wellendetektoren.

Rossi, A. G., Electrician **64,** 116, 1909 (vgl. Jahrb. **3,** 114, 1909). A new detector for wireless telegraphy (vgl. Elektrot. Ztschr. **30,** 1173, 1909).

5. Diverse Wellendetektoren.

Brenot, P., La Lum. él. **31** (VIII), 265, 1909. Détecteurs à contacts imparfaits fonctionnant sans source d'énergie auxiliaire.

Flowers, Allan E., Phys. Rev. **29,** 445, 1909. Crystal and solid contact rectifiers.

Pierce, George W., Phys. Rev. **29,** 487, 1909. Crystal rectifiers for electric currents and electric oscillations.

(Eingesandt 23. Dezember 1909.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 3. 1910. Heft 4.

Näherungsformeln für Berechnung der Konstanten zweier induktiv gekoppelter Oszillationskreise.

Von **B. Macků.**

Da die Konstanten (Dämpfungskoeffizient und mit 2π multiplizierte Schwingungszahl) zweier gekoppelten Oszillationskreise gegeben sind als Funktionen der entsprechenden Konstanten der nicht gekoppelten Oszillationskreise und des Koppelungskoeffizienten in Form der Wurzel einer biquadratischen Gleichung, deren Koeffizienten algebraische Funktionen der Konstanten der nichtgekoppelter Kreise sind, so sind die betreffenden Ausdrücke, durch welche sie in strenger Form gegeben sind, so kompliziert, daß sie in dieser Form für Rechnungen, besonders in allgemeineren Fällen (wo die Konstanten nicht numerisch gegeben sind) nicht angewendet werden können, da sie die meist schon an sich sehr komplizierten Rechnungen noch unübersichtlicher machten. Aus diesem Grunde benutzt man nur Näherungswerte, welche von M. Wien[1]) und P. Drude[2]) abgeleitet wurden. Die Möglichkeit solcher Näherungswerte ist durch diejenige Tatsache gegeben, daß in allen praktisch vorkommenden Fällen das logarithmische Dämpfungsdekrement immer durch eine genügend kleine Zahl gegeben wird. Die von M Wien angegebenen Näherungswerte sind aber unvorteilhaft in dem Sinne, daß sie durch zwei Gruppen von Ausdrücken gegeben sind, von welchen eine für lose, die zweite für enge Koppelung gilt. Abgesehen von der Unbestimmtheit der Gültigkeitsgrenzen der beiden Gruppen, bleibt zwischen ihnen ein praktisch sehr wichtiges Intervall, für welches die Formeln überhaupt nicht benutzt werden können.

1) M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151, 1897.
2) P. Drude, Ann. d. Phys. **13**, 512, 1903.



Es sollen darum in folgendem einheitliche Näherungsformeln abgeleitet werden, welche für beliebige Koppelung ihre Gültigkeit beibehalten. Es ist selbstverständlich, daß diese Koeffizienten etwas komplizierter erscheinen als die für einen engeren Bereich geltenden, jedoch lassen sie sich in speziellen Fällen oft noch sehr vereinfachen.

Als gegebene respektive gesuchte Größen werde ich immer diejenige mit k; δ_1, δ_2, b_1, b_2; δ_1', δ_2', b_1' b_2' bezeichneten verstehen.

Für induktive Koppelung zweier Oszillationskreise hat die resultierende Differentialgleichung die determinierende Gleichung

$$x^4 + P'x^3 + Q'x^2 + R'x + S' = 0$$

wo bedeutet[1])

$$(1) \qquad P' = 2(\delta_1' + \delta_2') = \frac{2(\delta_1 + \delta_2)}{1-k^2} = \frac{P_1}{1-k^2}$$

$$2) \qquad Q' = b_1' + b_2' + 4\delta_1'\delta_2' = \frac{b_1 + b_2 + 4\delta_1\delta_2}{1-k^2} = \frac{Q}{1-k^2}$$

$$(3) \qquad R' = 2(\delta_1' b_2' + \delta_2' b_1') = \frac{2(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)}{1-k^2} = \frac{R}{1-k^2}$$

$$(4) \qquad S' = b_1' b_2' = \frac{b_1 b_2}{1-k^2} = \frac{S}{1-k^2}.$$

Mit Hilfe dieser vier Gleichungen können jetzt die gestrichelten Größen mit ungestrichelten oder umgekehrt ausgedrückt werden.

Um die Größen δ_1' und δ_2' zu bestimmen, geht man vom Ausdrucke $P'Q'R' - P'^2 S' - R'^2$ aus, welchen man sowohl mit gestrichelten als auch mit ungestrichelten Konstanten ausdrückt. Es ist

$$4\delta_1'\delta_2'[(b_1' - b_2')^2 + 4(\delta_1' + \delta_2')(\delta_1' b_2' + \delta_2' b_1')] = \\ = P'Q'R' - P'^2 S' - R'^2$$

oder

$$(5) \qquad 4\delta_1'\delta_2'[(b_1' - b_2')^2 + P'R'] = P'Q'R' - P'^2 S' - R'^2.$$

Es ist wichtig in diesem Ausdrucke, daß $[(b_1' - b_2')^2 + P'R']$ immer größer als $P'R'$ ist, und man kann somit in diesem Klammerausdrucke diejenigen Größen vernachlässigen, welche klein gegen $P'R'$ sind.

Aus den Gleichungen (2) und (4) geht hervor

$$(6) \qquad (b_1' - b_2')^2 = (Q - 4\delta_1'\delta_2')^2 - 4S'.$$

---

1) Wenn die Differentialgleichungen des Systemes folgende Form haben:

$$V_1'' + 2\delta_1 V_1' + b_1 V_1 = k_{12} V_2'' \qquad k = \sqrt{k_{12} k_{21}}$$
$$V_2'' + 2\delta_2 V_2' + b_2 V_2 = k_{21} V_1''$$



Setzt man diesen Wert in 5, dann bekommt man

$$(7)\quad 4\delta_1'\delta_2'[(4\delta_1'\delta_2')^2 - 2\cdot 4\delta_1'\delta_2' Q' + Q'^2 - 4S' + P'R'] = \\ = P'Q'R' - P'S' - R'^2.$$

In dem Klammerausdrucke kann man aus dem oben angeführten Grunde $(4\delta_1'\delta_2')^2$ vernachlässigen. Setzt man noch für P', Q', R', S' diejenigen Größe, welche an der letzten Stelle in den Gleichungen (1) bis (4) stehen, dann verwandelt sich (7) in die Gleichung

$$(8)\quad 2[4\delta_1'\delta_2'(1-k^2)]^2 - [Q^2 - 4S^2 + PR + 4k^2S][4\delta_1'\delta_2'(1-k^2)] \\ = -[PQR - P^2S - R^2 + k^2R^2].$$

Durch Auflösung dieser Gleichung resultiert:

$$(9)\quad 4\delta_1'\delta_2'(1-k^2) = \\ = \frac{2(PQR - P^2S - R^2 + k^2R^2)}{Q^2 - 4S^2 + PR + 4k^2S + \sqrt{(Q^2 - 4S^2 + PR + 4k^2S)^2 - 8Q(PQR - P^2S - R^2 + k^2R^2)}}$$

Durch Einführung der Konstanten der nichtgekoppelten Oszillationskreise bekommt man:

$$(10)\quad \left\{ \begin{aligned} 4\delta_1'\delta_2' = \frac{2}{1-k^2}\cdot \\ \cdot\frac{4\delta_1\delta_2[(b_1-b_2)^2 + 4(\delta_1+\delta_2)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)] + 4k^2(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)^2}{(b_1-b_2)^2 + 4(\delta_1+\delta_2)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1) + 8\delta_1\delta_2(b_1+b_2) + 4k^2 b_1 b_2 + \sqrt{[(b_1-b_2)^2 + 4(\delta_1+\delta_2)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1) + 4k^2 b_1 b_2 - 8\delta_1\delta_2(b_1+b_2)]^2 - 128k^2(b_1+b_2)(\delta_1 b_2 - \delta_2 b_1)^2}} \end{aligned} \right.$$

Schreiben wir:

$$(11)\quad 4\delta_1'\delta_2' = \\ = \frac{1}{1-k^2}\,\frac{4\delta_1\delta_2[(b_1-b_2)^2 + 4(\delta_1+\delta_2)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)] + 4k^2(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)^2}{(b_1-b_2)^2 + 4(\delta_1+\delta_2)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1) + 4k^2 b_1 b_2} \\ \cdot\{1+\alpha\}$$

so ist

$$(12)\quad |\alpha| < \left| \frac{128k^2(b_1+b_2)(\delta_1 b_2 - \delta_2 b_1)^2}{\{(b_1-b_2)^2 + 4(\delta_1+\delta_2)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1) + 4k^2 b_1 b_2\}^2 - \{8\delta_1\delta_2(b_1+b_2)\}^2} \right|$$

Aus der Gleichung (1) und (11) resultiert, wenn man α in Gleichung (11) wegläßt



$$(13^{1})\begin{cases}\left.\begin{matrix}\delta_1'\\ \delta_2'\end{matrix}\right\} = \dfrac{\delta_1+\delta_2}{2(1-k^2)}\Bigg[1 \pm \\ \pm\sqrt{\dfrac{(\delta_1-\delta_2)^2[(b_1-b_2)^2+4(\delta_1+\delta_2)(\delta_1 b_2+\delta_2 b_1)]+4k^2(\delta_1 b_2+ +\delta_2 b_1)[(\delta_1-\delta_2)(b_1-b_2)+4\delta_1\delta_2(\delta_1+\delta_2)+k^2(\delta_1 b_2+\delta_1 b_2)]}{(\delta_1+\delta_2)^2[(b_1-b_2)^2+4(\delta_1+\delta_2)(\delta_1 b_2+\delta_2 b_1)+4k^2 b_1 b_2]}}\Bigg]\end{cases}$$

mit dem prozentuellen Fehler:

$$(14)\begin{cases}|\varDelta\delta| < \left|\dfrac{128\,k^2(b_1+b_2)(\delta_1 b_2-\delta_2 b_1)^2}{\{(b_1-b_2)^2+4(\delta_1+\delta_2)(\delta_1 b_2+\delta_2 b_1)+4k^2 b_1 b_2\}^2-\{8\,\delta_1\,\delta_2(b_1+b_2)\}^2}\,\cdot\right. \\ \left.\cdot\,\dfrac{\left(\dfrac{\delta_1-\delta_2}{1-k^2}\right)^2-(\delta_1'-\delta_2')^2}{(\delta_1'-\delta_2')\left\{\begin{matrix}\delta_1'\\ \delta_2'\end{matrix}\right\}}\right|\end{cases}$$

---

1) In neuester Zeit hatte Herr L. Cohen (dieses Jahrb. 2, 443, 3, 104, [Briefe an die Redaktion]) Rechnungen über gekoppelte Oszillationskreise veröffentlicht, in welchen sich auch eine Berechnung der Dämpfungen befindet. Das Resultat des Herrn Cohen, geschrieben in unserer Schreibweise, lautet:

$$\left.\begin{matrix}\delta_1'\\ \delta_2'\end{matrix}\right\} = \frac{\delta_1+\delta_2 \pm \sqrt{(\delta_1-\delta_2)^2+4\,\delta_1\,\delta_2\,k^2}}{2(1-k^2)}$$

Nach dieser Formel wären die Dämpfungen der gekoppelten Oszillationskreise von den Schwingungszahlen ganz unabhängig, eine Tatsache, welche die Richtigkeit dieser Formel zweifelhaft macht. Aber auch für den Resonanzfall gibt die Cohensche Formel von der bekannten Drudeschen

$$\left.\begin{matrix}\delta_1'\\ \delta_2'\end{matrix}\right\} = \frac{\delta_1+\delta_2}{2(1\mp k)}$$

für große k verschiedene, und zwar schlechtere Werte. Z. B. für $\delta_1 = 2\cdot 10^4$ $\delta_2 = 1\cdot 10^4$ $k = 0\cdot 3$ gibt die Formel von H. Cohen

$$\delta_1' = 2\cdot 37\cdot 10^4 \qquad \delta_2' = 0\cdot 93\cdot 10^4.$$

Die Drudesche Formel dagegen

$$\delta_1' = 2\cdot 14\cdot 10^4 \qquad \delta_2' = 1\cdot 15\cdot 10^4.$$

Diejenige Tatsache, daß die alte (in Originalarbeit) und neue (in der 2. Erwiderung) Rechnungsart zu derselben Formel führt, wurde von mir nicht bestritten und beweist für die Richtigkeit der Formel gar nichts (l. c. S. 110—111).

Die Konstanten b_1' und b_2' lassen sich aus Gleichungen (2) und (4) bestimmen, und zwar resultiert unter Vernachlässigung von Glieder der zweiten Potenzen von Dämpfungen:

$$(15)\quad \left\{\begin{array}{l} \left.\begin{array}{l} b_1' \\ b_2' \end{array}\right\} = \dfrac{b_1 + b_2}{2(1-k^2)}\left\{1 \pm \right. \\ \left. \pm \sqrt{k^2 + (1-k^2)\left(\dfrac{b_1 - b_2}{b_1 + b_2}\right)^2 + 2\,\dfrac{4\,\delta_1\,\delta_2 - (1-k^2)\,4\,\delta_1'\,\delta_2'}{b_1 + b_2}}\right\}. \end{array}\right.$$

Oder es ist

$$(16)\qquad \left.\begin{array}{l} b_1' \\ b_2' \end{array}\right\} = \frac{b_1 + b_2}{2(1-k^2)}\left\{1 \pm \sqrt{k^2 + (1-k^2)\left(\frac{b_1 - b_2}{b_1 + b_2}\right)^2}\right\}$$

mit dem prozentuellen Fehler

$$(17)\qquad |\varDelta b'| < \left|\frac{[4\,\delta_1\,\delta_2 - 4(1-k^2)\,\delta_1'\,\delta_2']\,(b_1 + b_2)}{2(1-k^2)(b_1' - b_2')\left\{\begin{array}{l} b_1' \\ b_2' \end{array}\right\}}\right|.$$

Wollen wir umgekehrt die Konstanten der nichtgekoppelten Kreise durch diejenigen der gekoppelten Kreise ausdrücken, dann brauchen wir nur in den Gleichungen (13), (14), (16) und (17) statt den gestrichelten die ungestrichelten Größen und umgekehrt und statt $k^2 \ldots -\dfrac{k^2}{1-k^2}$ zu schreiben, denn durch diese Transformation bleiben die Gleichungen (1) bis (4) unverändert. Es ist also:

$$(18)\quad \begin{array}{l} \left.\begin{array}{l} \delta_1 \\ \delta_2 \end{array}\right\} = \dfrac{(1-k^2)(\delta_1' + \delta_2')}{2}\left[1 \pm \right. \\ \left. \pm \sqrt{\dfrac{\begin{array}{r} (\delta_1' - \delta_2')\,[(b_1' - b_2') + 4\,(\delta_1' + \delta_2')\,(\delta_1'\,b_2' + \delta_2'\,b_1')] - \\ - \dfrac{4\,k^2}{1-k^2}\,[\delta_1'\,b_2' + \delta_2'\,b_1']\,[(\delta_1' - \delta_2')\,(b_1' - b_2') + \\ + 4\,\delta_1'\delta_3'(\delta_1' + \delta_2') - \dfrac{k^2}{1-k^2}(\delta_1'\,b_2' + \delta_3'\,b_1')] \end{array}}{\begin{array}{r} (\delta_1' + \delta_2')^2\,[(b_1' - b_2')^2 + 4\,(\delta_1' + \delta_2')\,(\delta_1'\,b_2' + \delta_2'\,b_1') - \\ - \dfrac{4\,k^2}{1-k^2}\,b_1'\,b_2'] \end{array}}}\right] \end{array}$$

mit dem prozentuellen Fehler:

$$|\varDelta\delta| <$$

$$(19)\quad < \left| \frac{128k^2(b_1'+b_2')(\delta_1'b_2'-\delta_2'b_1')^2}{(1-k^2)\{(1-k^2)[(1b_1'-b_2')^2+4(\delta_1'+\delta_2')(\delta_1'b_2'+\delta_2'b_1')] - 4k^2b_1b_2\}^2-\{8(1-k^2)\delta_1'\delta_2'(b_1'+b_2')\}^2} \cdot \frac{[(1-k^2)(\delta_1'-\delta_2')]^2-(\delta_1-\delta_2)^2}{(\delta_1'-\delta_2')\begin{Bmatrix}\delta_1\\ \delta_2\end{Bmatrix}} \right|$$

und:

$$(20)\quad \begin{matrix}b_1\\ b_2\end{matrix}\Bigg\} = \frac{(1-k^2)(b_1'+b_2')}{2}\left\{1 \pm \sqrt{\frac{1}{1-k^2}\left[\left(\frac{b_1'-b_2'}{b_1+b_2}\right)^2-k^2\right]}\right\}$$

mit dem prozentuellen Fehler:

$$|\varDelta b| < \left| \frac{[4(1-k^2)\delta_1'\delta_2'-4\delta_1\delta_2](b_1'+b_2')}{2(b_1-b_2)\begin{Bmatrix}b_1\\ b_2\end{Bmatrix}} \right|.$$

Brno, fysikalní ústav české techniky.

(Eingesandt 27. Oktober 1909.

Über Funkenpotentiale bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken.

Von **Paul Nordmeyer.**[1])

Läßt man eine elektrische Funkenentladung über zwei hintereinander geschaltete Funkenstrecken übergehen, so sollte man von vorherein annehmen, daß das hierzu nötige Funkenpotential nicht wesentlich verschieden ist von dem Potential der Summe beider Strecken. Diese Ansicht ist aber, wie meine Messungen zeigen, durchaus nicht allgemein zutreffend, sondern gilt bei meiner Versuchsanordnung nur für einen speziellen Fall.

Die Versuchsanordnung war folgende: Der eine Pol einer ein-

---

1) Autoreferat über den gleichlautenden Vortrag, geh. in der Sitz. d. physik. Abt. d. 80. Vers. D. Naturf. u. Ärzte zu Cöln, unter teilw. Abdr. a. d. ausf. Publ. in Phys. Ztschr. **9**, 835—844, 1908 und Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 763—784, 1908.

fachen Holtzschen Influenzmaschine, welche durch einen Elektromotor getrieben wurde, war sowohl mit der Kugel I eines Funkenmikrometers F_1, wie mit einem Heydweillerschen Elektrometer und einer Batterie Leidener Flaschen verbunden. Das Schutzgehäuse des Elektrometers und die äußeren Belegungen der Batterie waren zur Erde abgeleitet, ebenso der andere Pol der Influenzmaschine. Kugel II der Funkenstrecke F_1 war durch ein Drahtstück mit der einen Kugel (Kugel III) eines zweiten gleichartigen Funkenmikrometers F_2 verbunden, dessen andere Kugel (Kugel IV) geerdet war. Die Kugeln waren aus Messing und hatten einen Durchmesser von 1,5 cm. Die Potentialmessungen wurden in der Weise ausgeführt, daß die Spannung langsam erhöht wurde, bis die Funkenentladung eintrat; dann wurde der Umkehrpunkt des Elektrometers abgelesen.

Aus den erhaltenen Kurven für den Verlauf der Entladungsspannung ist für den Fall, daß ohne Bestrahlung der Funkenstrecken gearbeitet wurde, folgender allgemeiner Verlauf der Erscheinung zu erkennen: für jedes F_1 (von 1 bis 5 mm) steigt bei wachsendem F_2 das Funkenpotential der Kombination zunächst um einen gewissen Betrag, bleibt bei weiter wachsendem F_2 eine ganze Strecke lang in gleicher Höhe, steigt von einem gewissen Punkte ziemlich stark wieder an, um dann wieder für eine Strecke das gleiche zu bleiben. Eine solche mehrfache Wiederholung der Erscheinung ließ sich nur bei kleinen F_1 (1 und 2 mm) beobachten, da ich nicht über 26 Kilovolt hinaus messen konnte.

Das Funkenpotential von $F_1 + F_2$ ist also bei wachsendem F_2 und gleichbleibendem F_1 nicht von F_2, sondern von F_1 abhängig. Ich habe daher das Anwachsen des Potentials $F_1 + F_2$ in Prozenten von F_1 ausgerechnet; aus ihrer graphischen Darstellung sieht man, daß beim Zuschalten von F_2 das Funkenpotential von F_1 für alle Größen von F_1 um etwa 45 % erhöht wird. Für $F_1 = 1$ mm beträgt die Erhöhung 50 %, für $F_1 = 5$ mm etwa 40 %. Sie nimmt also ein wenig mit wachsendem F_1 ab, ist aber sonst für verschiedene F_1 ungefähr gleich. Also ist die Spannung, die zum Durchschlagen von $F_1 + F_2$ nötig ist, nur abhängig von F_1 und unabhängig von F_2, bis zu einer bestimmten Größe von F_2. Sobald die Kurve für $F_1 + F_2$ die Kurve für einfache Funkenstrecken erreicht, biegt sie nach oben um, d. h. also: wird F_2 so groß, daß das Funkenpotential von F_2 allein größer sein würde, als das tatsächliche Funkenpotential von $F_1 + F_2$, dann steigt letzteres beträchtlich an. Es geht dann von diesem Zeitpunkte ab in ungefährer Höhe der vorigen gleich gebliebenen

Spannung bei F_1 (also zwischen Kugel I und II) meist ein kleines Fünkchen (oft auch zwei) über, während die eigentliche Entladung bei einer höheren Spannung erfolgt, die mit weiter wachsendem F_2 wieder gleich bleibt und zwar wiederum so lange, wie sie größer ist, als die zum Durchschlagen von F_2 allein erforderliche Potentialdifferenz.

Die Höhenlage des horizontalen Stückes relativ zum Anfangspunkt der Kurve erwies sich nun als stark abhängig von der Kapazität, welche die Kugeln II und III nebst Verbindungsdraht besitzen. Werden Kugel II nebst dem Verbindungsdraht entfernt, so daß die beiden Funkenstrecken nur mit drei Kugeln hergestellt waren, so war die Erhöhung am stärksten. In dem oben angegebenen Fall war der Verbindungsdraht zwischen Kugel II und III 3 cm lang; bei weiteren Versuchen war der Draht 21, 90 und 120 cm lang, und endlich war an ihn noch eine kleine Leidener Flasche angeschlossen, deren Außenbelegung geerdet war. Mit zunehmender Kapazität nahm die Erhöhung des Funkenpotentials ab, um im Falle der Leidener Flasche gleich Null zu werden.

Ein ganz anderer Verlauf der Funkenpotentiale ergab sich aber, wenn die Funkenstrecken ceteris paribus mit ultraviolettem Licht bestrahlt wurden. Dann wurde stets das Funkenpotential der Kombination nahezu gleich der Summe der Einzelpotentiale. Sogar für den Fall, daß die Leidener Flasche angeschlossen war, erhielt ich mit Bestrahlung Werte gleich der Summe der Einzelpotentiale, allerdings nur dann, wenn ich die Influenzmaschine genügend langsam laufen ließ. Ferner habe ich den Spannungsverlauf untersucht, wenn nur F_1, und weiter, wenn nur F_2 bestrahlt wurde. Wenn nur F_1 bestrahlt wird, so ist die Wirkung nahezu dieselbe, als wenn beide Funkenstrecken bestrahlt werden, nur waren die Werte stets ca. 10 % von F_1 niedriger, als wenn beide F bestrahlt wurden.

Wurde dagegen nur F_2 bestrahlt, so ergaben sich die bekannten Kurven, die ich ganz ohne Bestrahlung erhielt. Nur die Erhöhung des Potentiales war sowohl für verschiedene F_1, wie auch für verschiedene Drahtlängen zwischen Kugel II und III stets ungefähr 13 % von F_1. Meiner Erklärung dieser eigentümlichen Erscheinungen lege ich die bekannte Theorie über den Mechanismus der selbständigen Funkenentladung von J. J. Thomson zugrunde. Hierzu füge ich noch die leicht einzusehende Anschauung, daß der Effekt des Kathodenbombardements veränderlich ist je nach der Kapazität der Kathoden-Kugel. Bei einer isolierten Kathodenkugel wird nämlich die Verteilung der Influenzladung eine ganz andere sein, wie bei einer geerdeten,

Im ersteren Fall kommen weitaus weniger negative Elektronen als Folge des Kathodenbombardements zur Wirkung, als in letzterem; im ersteren ist also zum Durchschlagen der Funkenstrecke eine höhere Spannung erforderlich, wie in letzterem.

Derartig sind nun die Verhältnisse bei den von mir untersuchten Erscheinungen. Aus dem experimentellen Befunde ging hervor, daß bei dem Zuschalten von F_2 (einer zweiten Funkenstrecke) das Funkenpotential um einen bestimmten Prozentsatz von dem Funkenpotential von F_1 stieg, innerhalb einer bestimmten Größe von F_2. Wuchs F_2 über diese Größe hinaus, so ging trotzdem bei dem vorigen (um einen bestimmten Prozentsatz erhöhten) Funkenpotential ein kleiner Funke zwischen Kugel I und II über. Daraus geht hervor, daß wir in diesem (um einen gewissen Prozentsatz erhöhten) Funkenpotential diejenige Spannung haben, die nötig ist, um Entladung zwischen einer geladenen und einer isolierten Kugel hervorzubringen. Am reinsten tritt dies in Erscheinung, wenn die beiden Funkenstrecken aus nur drei Kugeln gebildet werden. Dann erhalten wir beim Anwachsen von F_2 in der mittleren Kugel eine isolierte Kathode und dementsprechend die oben erörterte Funkenpotentialerhöhung. Diese beträgt für $F_1 = 2$ mm 80 % und für ein $F_1 = 4$ mm etwa 65 %.

Haben wir dagegen an der Kugel II noch eine Leidener Flasche, so wird die Verteilung der Influenzladung auf Kugel II so sein, als wenn sie geerdet wäre: eine Erhöhung des Funkenpotentials kann nicht stattfinden. In der Tat sehen wir in diesem Falle, daß beim Zuschalten von F_2 sich das Potential nicht erhöht.

Fügen wir nun an die Kugel II, wenn nur diese zwischen Kugel I und IV vorhanden ist, eine geringe Kapazität an, etwa indem wir durch ein kurzes Drahtstück an Kugel II die Kugel III anschließen, so muß sich dadurch die Verteilung der Influenzladung auf Kugel II gleich ziemlich stark ändern, also muß auch die prozentische Erhöhung der Spannung ziemlich stark abnehmen: für ein Drahtstück von 3 cm Länge beträgt die Erhöhung nur noch 40 bis 50 %. Bei weiterem Anwachsen der Kapazität ändert sich das Funkenpotential immer weniger und wird schließlich erst bei relativ großer Kapazität gleich dem, wenn die Kugel geerdet ist. Der Abfall des Funkenpotentials ist also nicht proportional dem Zuwachs an Kapazität.

In jedem Falle wird aber die zweite Funkenstrecke mit durchschlagen, solange das Funkenpotential von F_2 allein kleiner ist, als das zum Durchschlagen von F_1 erforderliche, je nach der Kapazität von Kugel II erhöhte Funkenpotential von F_1. Wird nun aber F_2

so groß, daß dieses nicht mehr hinreicht, um Funkenentladung bei F_2 herbeizuführen, so erhält durch den kleinen Funken bei F_1 die Kugel II eine Ladung. Diese Ladung und die durch Influenz erzeugte Ladung ergeben eine neue Verteilung der Elektrizität auf Kugel II; infolgedessen muß die Spannung, die nunmehr nötig ist, um F_1 zu durchschlagen, wieder soweit anwachsen, bis sie hinreicht, auch F_2 mit zu durchschlagen. Bei weiterem Anwachsen von F_2 bleiben die Verhältnisse dann wieder eine Zeitlang dieselben, bis wiederum F_2 so groß wird, daß sein Eigenpotential größer ist, als das von F_1 usw.

Da nun bei dem Funkendurchgang durch F_1 an die Kugel III sehr plötzlich eine Spannung angelegt wird, so wird sich die Funkenentladung durch F_2 für solche Werte von F_2, bei welchen der Knick der Kurve erfolgt, leicht verzögern; man beobachtet daher auch, daß dann die Funkenpotentiale der aufeinander folgenden Einzelentladungen stark schwanken. Ebenso haben wir bei sehr kleinen F_2 nicht mehr volle Isolation der Kugel II, daher auch dann die erforderlichen Spannungen sehr schwanken. Niemals aber können natürliche Spannungen auftreten, die größer wären, als die Summe der Einzelpotentiale jeder Funkenstrecke. Die Kurven für diese Summen bzw. die damit fast indentischen Kurven für bestrahlte Funkenstrecken tangieren daher die Kurven, die man für die betreffenden $F_1 + F_2$ erhält.

Nach der anderen Seite hin werden diese Kurven durch die Kurve für eine einfache Funkenstrecke begrenzt. Nur in dem Falle, daß an Kugel II und III die Leidener Flasche angeschlossen ist, gehen die Kurven für zusammengesetzte Funkenstrecken über die einer einfachen hinaus. Dort haben wir nämlich durch F_1 hindurch die Entladung zwischen einem großen und einem kleinen Kondensator; es werden also bei der Entladung Oszillationen auftreten. Der Maximalwert der Spannung an Kugel III kann während dieser Schwingungen auf einen erheblich größeren Wert anwachsen, als der ursprüngliche Wert von Kugel I war. Also können auch noch größere F_2 durchschlagen werden, als der gemessenen Spannung entsprechen. Befindet sich an Kugel II und III keine einigermaßen beträchtliche Kapazität, so können Schwingungen höchstens sehr schwach auftreten. Ist also die Kapazität an Kugel II gering, so muß der Knick in den Kurven für $F_1 + F_2$ beim Erreichen der Kurve für eine einfache Funkenstrecke erfolgen, wie es ja auch der Fall ist.

Ganz anders muß nun aber der Funkenpotentialverlauf sein, wenn die Funkenstrecken mit ultraviolettem Lichte bestrahlt werden. Wie die Wirkung des ultravioletten Lichtes ist, ist für die vorliegende

Untersuchung einerlei, auf jeden Fall werden durch die Bestrahlung zahlreiche negative Ionen in das Gas hineingebracht. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes werden diese einen ständigen Strom bewirken, bis die Ionisation des Gases so stark wird, daß die Funkenentladung eintreten kann. Bestrahle ich also beide Funkenstrecken, so habe ich nur eine Spannung zwischen der Kugel I und der Kugel IV bzw. eine Spannungsdifferenz zwischen Kugel I und II und eine zweite zwischen Kugel III und IV. Ich muß also ein Funkenpotential erhalten gleich der Summe der Einzelpotentiale, falls ich so langsam auflade, daß der Spannungsausgleich zwischen Kugel I und II, auch III und IV vollzogen ist, ehe die wirkliche Funkenentladung eintritt. Sogar für den Fall, daß an Kugel II die Leidener Flasche angebracht war, konnte ich ja durch hinreichend langsames Aufladen erreichen, daß das Funkenpotential gleich der Summe der Einzelpotentiale war.

Betsrahle ich nur F_1, so hat das ungefähr denselben Erfolg, als wenn ich beide F bestrahle, doch habe ich dann bei F_2 erst kurz vor der Entladung durch Kathodenbombardement den nötigen Anstieg der Ionisation, während in F_1 die Ionisation vom ultravioletten Licht übernommen wird. Dies ist ein weiterer Beweis dafür, daß nur die Vorgänge in F_1 den eigentümlichen Verlauf der Kurven für unbestrahlte Funkenstrecken verursachen.

Bestrahle ich andererseits nur F_2, so ist, wie oben angegeben, der allgemeine Verlauf der Kurven derselbe, wie ohne Bestrahlung. Doch ist dann die Erhöhung des Funkenpotentials von F_1 auch für verschiedene Kapazitäten an Kugel II ungefähr dieselbe. Wir haben bei bestrahltem F_2 die Kugeln III und IV gewissermaßen durch einen konstanten Widerstand verbunden. Es wird also auch die Elektrizitätsverteilung auf Kugel II trotz verschiedener Kapazitäten (innerhalb einer gewissen Größe derselben) bei bestrahltem F_2 stets dieselbe sein, und wir erhalten daher eine für verschiedene Kapazität gleiche, einer relativ großen Kapazität entsprechende Erhöhung des Funkenpotentials von F_1.

Die im vorigen eingeführte Anschauung, daß infolge veränderten Effektes des Kathodenbombardements das Funkenpotential verschieden groß ausfallen kann, läßt natürlich auch Schlüsse für eine einfache Funkenstrecke zu. Es wäre nämlich das Funkenpotential insofern ein relativer Begriff, als es wesentlich von der Anzahl und der Bewegung der negativen Ionen zwischen den Elektroden abhängt. Ein absolut statisches Funkenpotential — falls dieses überhaupt möglich ist — würde also wesentlich höher liegen, als die bisher gemessenen, stets mehr oder weniger dynamischen. Daß das Funkenpotential durch

starke Ionisation mittels Kathodenstrahlen beträchtlich sinkt, hat vor kurzem Herr Herweg experimentell nachgewiesen. Falls aber durch starke Ionisation das Funkenpotential stark herabgesetzt wird, muß auch notwendig durch geringe Ionisation eine geringe Herabsetzung erfolgen, d. h. also: wird das Gas einer Funkenstrecke ionisiert, so muß je nach dem Grade der Ionisation eine mehr oder weniger große Erniedrigung des Funkenpotentials erfolgen. Nun ist aber in scheinbarem Gegensatz hierzu das Potential einer Funkenstrecke, deren eine Kugel geladen wird und deren andere geerdet ist, bei langsamer Aufladung mit und ohne ultraviolette Bestrahlung fast das gleiche. Herr Warburg erklärt diesen Umstand dadurch, daß die Bestrahlung mit ultraviolettem Lichte nicht das Funkenpotential herabsetze, sondern nur die im Dunkeln stets vorhandene „Verzögerung" aufhebe. Die Verzögerung wird durch Ionenarmut des Gases hervorgerufen. Ein „verzögertes" Funkenpotential ist demnach ein Funkenpotential, welches sich mehr oder weniger dem rein statischen nähert. Insofern hat Herr Warburg natürlich recht, als durch Ionenerzeugung die Verzögerung aufgehoben wird, da die Ionenkargheit aufgehoben wird. Gleichzeitig tritt aber eine Erniedrigung des Funkenpotentials ein, wenn man das rein statische (wahrscheinlich unmögliche) Funkenpotential zur Grundlage aller Funkenpotentiale wählt. Der scheinbare Gegensatz, der darin liegt, daß unbestrahltes und bestrahltes Funkenpotential gleich sind, würde sich also dahin erklären, daß bei unbestrahlter Funkenstrecke (bei langsamem Aufladen) durch das Kathodenbombardement ebenso viele Ionen erzeugt werden, als bei ultravioletter bestrahlter Funkenstrecke (einerlei ob bei schnellem oder langsamem Anlegen der Spannung) eben durch primäre oder sekundäre Ionisierung des Gases durch ultraviolettes Licht. Da nun die Stärke der durch Kathodenbombardement bewirkten Ionisierung naturgemäß sehr leicht schwankt, so ist die Folge davon, daß die im Dunkeln beobachteten Funkenpotentiale stets mehr oder weniger variieren. Hingegen sind die Funkenpotentiale bei Bestrahlung stets genau gleich, da die Bestrahlung eine gleichmäßigere Ionenerzeugung bewirkt. Auf diese Weise wäre also der Forderung genüge geschehen, daß jede Ionisierung des Gases eine Herabsetzung des Funkenpotentials zur Folge haben muß. Die Annahme, daß eine Unterteilung der Funkenstrecke das Funkenpotential nur unwesentlich beeinflussen könne, trifft nach meinen Messungen also nur für ultraviolett bestrahlte Funkenstrecken zu. Dasselbe wird höchstwahrscheinlich der Fall sein bei Messungen mit Induktorbetrieb, wenn also nicht die eine Kugel geerdet ist. Sonst hätte eine größere Verschiedenheit,

wie sie bei meinen Messungen hervortrat, Herrn Eickhoff bei seiner Untersuchung auffallen müssen, in welcher er nebenher das Funkenpotential einer unterteilten Funkenstrecke mit dem einer parallel geschalteten Funkenstrecke verglich. Dagegen kann sich also das Funkenpotential bei einseitig geerdeter unterteilter Funkenstrecke ganz beträchtlich ändern. Welchen Einfluß derartige Verhältnisse auf die Dämpfung haben, wäre eine weitere, möglicherweise für die funkentelegraphische Praxis wichtige Frage. (Eingesandt 27. Januar 1909.)

Wird das Einsatzpotential des Entladungsfunkens von Kondensatorkreisen durch Magnetfelder beeinflusst?

Von **Hans Meurer.**

Der Aufforderung der Redaktion nachkommend teile ich im folgenden kurz die experimentellen Ergebnisse meiner in den Ann. d. Phys, **28**, p. 199, 1909 veröffentlichten Arbeit mit.

Magnetische Beeinflussungen einer schon vorhandenen Entladung, d. h. während der Dauer des Stromüberganges im Funken, sind mehrfach beobachtet worden[1]).

Hiervon scharf zu trennen ist die Untersuchung, ob auch das Einsetzen jedes einzelnen Funkens der Beeinflussung durch Magnetfelder unterliegt. Eine solche müßte sich als Erhöhung oder Erniedrigung des Einsatzpotentials äußern.

Die angewandte Methode gestattete nun, noch sehr kleine Änderungen des Einsatzpotentials zu konstatieren. Es zeigte sich jedoch, daß bei Entladungsfunken in freier Atmosphäre dieses selbst von starken Magnetfeldern (über 8000 C. G. S.) so gut wie gar nicht (sicher nicht über $1\,^0/_0$) geändert wird. Die Versuche wurden sowohl bei senkrechter als auch bei paralleler Richtung von Magnetkraftlinien und Funkenbahn angestellt.

Das Prinzip der sehr empfindlichen Meßmethode beruhte in folgendem. Vermittels einer von Mandelstam und Papalexi[2]) angegebenen Anordnung wurden in zwei Kondensatorkreisen Schwingungen (ca. 3×10^6 pro Sekunde) mit bestimmter Phasendifferenz (90^0) erzeugt. Jeder der beiden Kreise entlud sich dabei durch eine eigene Funkenstrecke, so daß zwei Funken erzeugt wurden, die sehr kurze Zeit nach

1) M. Toepler, Wied. Ann. **63**, 113, 1897; J. Precht, Wied. Ann. **66**, 676, 1898

2) L. Mandelstam und N. Papalexi, Phys. Ztschr. **7**, 303, 1906.

einander einsetzten. Die Differenz der Einsatzzeiten der beiden Funken und damit auch die Phasenverschiebung der Schwingungen ist nun zugeordnet der Durchschlagspannung des zweiten Funkens. Jede Änderung in dessen Einzatzpotential muß sich also als Änderung der Phasendifferenz zu erkennen geben. Letztere wurde mit einer von Dieckmann[1]) ausgearbeiteten Methode unmittelbar an einem Galvanometer sichtbar gemacht. Beim Erregen eines den zweiten Funken durchsetzenden Magnetfeldes fand keine Änderung der Galvanometereinstellung statt, d. h. der Zeitmoment des Einsetzens bleibt derselbe resp. das Einsatzpotential unbeeinflußt.

Der Untersuchung unterworfen wurden Funken von 1 bis 3 mm Länge, entsprechend Einsatzpotentialen von 4850 bis 11350 Volt.

Die Prüfung der Empfindlichkeit ergab, daß das Einsatzpotential sicher nicht um ein Prozent geändert wird, obwohl starke Felder von 8000—11000 C. G. S. erregt wurden.

Ganz anders verhielt sich — in Übereinstimmung mit den Resultaten anderer Beobachter[2]) — der Funke einer Vakuumfunkenstrecke. Hier bewirkt die Erregung von mittelstarken Magnetfeldern schon eine beträchtliche Änderung des Einsatzpotentials, und zwar Erhöhung, wenn Magnetfeld und Entladungsbahn zueinander senkrecht, Erniedrigung, wenn sie parallel gerichtet sind. In einem Falle bewirkte beispielsweise ein Feld von ca. 3800 C. G. S. transversal eine Vergrößerung des Einsatzpotentials um ca. 13 %, longitudinal eine Verringerung um ca. 50 %. Dabei ging der Vakuumfunke (es wurden Drucke angewandt von 0,05—0,005 mm Hg) in Röhren symmetrischer Form zwischen 2,5 mm entfernten Platindrahtenden über. Die Messung des Einsatzpotentials der Vakuumfunken geschah näherungsweise mittels parallel geschalteter Luftfunkenstrecke.

Auch bei Vakuumfunken zwischen Quecksilberelektroden zeigte sich diese beträchtliche magnetische Beeinflussung des Einsatzpotentials, jedoch änderte sich hier infolge der Unsymmetrie der Röhren die Stärke des Effektes beim Umpolarisieren des felderregenden Elektromagneten.

Die Erscheinung läßt sich ohne Hypothese nicht auf bekannte Gesetze zurückführen. Die Annahme eines die leuchtende Entladung einleitenden lichtlosen „Vorstromes"[2]), der durch Elektronenaussendung hervorgerufen wird, würde zur Erklärung des Effektes ausreichen, sein direkter experimenteller Nachweis ist jedoch bis jetzt noch nicht erbracht.

1) M. Dieckmann, Ann. d. Phys. 24, 771, 1907.

2) Man vergleiche auch: E. Warburg, Wied. Ann. 62, 392. 1897.

(Eingesandt 1. Februar 1909.)

Über die Abhängigkeit der Permeabilität des Eisens von der Frequenz bei Magnetisierung durch ungedämpfte Schwingungen.

Von **Léon Schames.**[1])

Schon lange Zeit ist es bekannt, daß das Eisen fähig ist, sehr schnellen Schwingungen der magnetischen Kraft zu folgen. Jedoch weichen die Angaben über die Permeabilität, die hierbei im Eisen herrschen sollen, merklich voneinander ab, was wohl vor allem daran liegt, daß die Abhängigkeit der Permeabilität von den beobachteten Daten sehr kompliziert wird, wenn, wie dies bisher geschehen, gedämpfte Schwingungen zur Magnetisierung des Eisens benutzt werden.

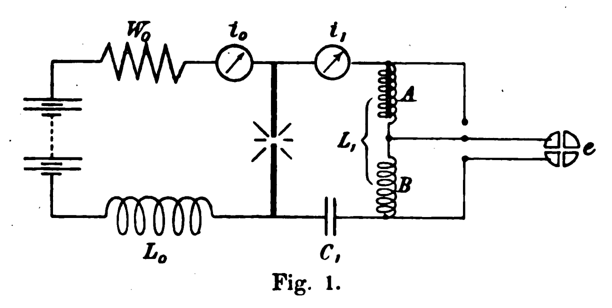


Fig. 1.

Es werden dann nämlich die einzelnen Perioden bei jedem Schwingungsimpuls voneinander verschieden, ein Umstand, auf den auch Battelli und Magri[2]) hingewiesen haben.

Es lag daher nahe, ungedämpfte Schwingungen hoher Frequenz zu verwenden, was uns ja durch Poulsons[3]) Entdeckung möglich geworden ist. Während jedoch die in der drahtlosen Telegraphie benutzten Schwingungen sehr stark von der Sinusform abweichen, wie es Corbino[4]), Blondel[5]) und Barkhausen[6]) gezeigt haben, kommt es hier darauf an, möglichst sinusförmige Schwingungen zu verwenden. Für diese gilt als angenäherte Bedingung: $\overline{i_1} = i_0$. Fig. 1.

---

1) L. Schames, Ann. d. Phys. 27, 64, 1908.
2) A. Batelli und L. Magri, Phys. Zeitschr. 9, 156, 1908.
3) V. Poulsen, Elektrot. Ztschr. 27, 1040, 1906.
4) O. M. Corbino, Phys. Ztschr. S. 175, 1905, S. 197 Anm., 1908.
5) A. Blondel, l'Eclairages électrique 44, 41 u. 81.
6) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, 1907.

Der Lichtbogen wurde zwischen 8 mm Homogenkohlen gebildet. Die Betriebsspannung variierte von 120—460 Volt. Bei Schwingungszahlen bis 20000 brannten die Kohlen in Luft. Um höhere Schwingungszahlen zu erreichen, wurde zuerst mit einem in abgeschlossenen Raum brennenden Lichtbogen gearbeitet. Die Versuche waren in der Tat befriedigend, hatten jedoch folgenden Übelstand. Da im abgeschlossenen Raum nicht genug Sauerstoff zur Oxydation des Kohlenstoffs vorhanden ist, so bildet sich Kohlenoxyd. Schaltet man den Bogenstrom aus und will dann nach Verlauf einer kurzen Zeit wieder einschalten, so wird eine dumpfe, zuweilen recht heftige Explosion dadurch hervorgerufen, daß die an den Dichtungen eintretende Luft mit dem vorhandenen Kohlenoxyd ein explosives Gemisch gebildet hat. Es wurde daher vorgezogen, den Lichtbogen einfach in der Flamme eines Bunsenbrenners übergehen zu lassen, was ja eine analoge Wirkung wie das Einbetten des Lichtbogens in Wasserstoff hat. Man erreicht so leicht Frequenzen bis zu etwa 80000. Noch höher kommt man, wenn man die Luftzufuhr am Bunsenbrenner abstellt. Es scheiden sich dann allerdings im Lichtbogen leuchtende Zweige aus Rußpartikelchen ab, die, wenn sie zerfallen, leicht Unregelmäßigkeiten geben. Es läßt sich jedoch ein genügend starker Gasstrom leicht so regulieren, daß die Rußpartikelchen mitgenommen und in dem oberen Teil der Flamme mehr oder weniger verbrannt werden. Es gelang mir so, Frequenzen von $2 \cdot 10^5$ zu erreichen, wenn Eisen im Schwingungskreis war. Ohne Eisen und bei genügend kleinen Werten der Selbstinduktion und der Kapazität kommt man leicht auf den 20fachen Betrag.

Als Selbstinduktion des Schwingungskreises waren zwei gleiche Spulen A und B hintereinander geschaltet, von denen die eine das zu untersuchende Eisen enthielt. Dieses muß natürlich von sehr kleinem Volumen sein, da die sinusförmigen Schwingungen nicht genug Energie hergeben, um viel Eisen zyklisch zu magnetisieren. Es waren 100 Haardrähte weichen Eisens von 15 cm Länge und 0,00518 cm Durchmesser, so daß der ganze Eisenquerschnitt nur $q^1 = 2{,}06 \cdot 10^{-3}\,\text{cm}^2$.

Die Permeabilität dieser Drähte läßt sich berechnen, wenn wir das Verhältnis des Induktionsflusses in der Spule mit Eisen zu dem in der eisenlosen Spule kennen. Dieses Verhältnis ist jedoch gleich dem Verhältnis der Spannungen an den Enden der Spulen A und B, wenn wir diese Spannungen korrigieren und den Betrag des durch den Ohmschen Widerstand, die Hysteresis und Wirbelströme bedingten Spannungsabfalls. Die so korrigierten Werte seien e_A und e_B, dann wird

$$e_B = 2\pi n L_B i$$

$$L_B = \frac{4\pi N^2 q}{l}$$

$$e_B = 2\pi n \frac{4\pi N^2 q}{l} i .$$

Nun ist

$$\mathfrak{H} = \frac{4\pi N i}{l}$$

und mithin

$$e_B = 2\pi n N \mathfrak{H} q.$$

Im Eisen ist die Kraftlinienzahl $\mu q' G$, also wird

$$e_A = 2\pi n N \mathfrak{H} (q + \mu q')$$

also

$$\frac{e_A}{e_A} = \frac{q + \mu q'}{q} = 1 + \mu \frac{q'}{q}$$

oder

$$\mu = \frac{q}{q'} \left(\frac{e_A}{e_B} - 1 \right) .$$

Da L_B bekannt und konstant ist, so folgt aus e_B auch die Schwingungszahl

$$n = \frac{e_B}{2\pi L_B i}$$

e_A und e_B wurden bis zu 25 Volt mit dem Hallwachsschen Elektrometer in Doppelschaltung gemessen, von da an wurde ein Multizellularvoltmeter von Hartmann & Braun benutzt.

In der Fig. 2 sind die Meßresultate wiedergegeben. Die Ordinaten sind die abgelesenen effektiven Spannungen in Volt, und zwar bedeuten die Kreise ohne die Kreuze mit Eisen. Die Abszissen sind die effektiven Stromstärken i_1 in Amp.

Als wesentliche Korrection dieser Kurven bleibt die Schirmwirkung zu berücksichtigen, eine Erscheinung, die durch die Wirbelströme bedingt ist.

Es wird nämlich die Amplitude der magnetischen Induktion an der Oberfläche des Drahtes am größten und nimmt nach der Achse zu kontinuierlich ab. Diese Eigenschaft hängt von folgenden Größen ab: Drahtradius, Leitvermögen, Permeabilität und Periodenzahl; und

zwar bedingen diese Faktoren nach **Zenneck**[1]) den Wert einer einzigen charakteristischen Größe $\varkappa$.

Wir halten uns im folgenden streng an die Ausführungen **Zennecks**; müssen jedoch überall für n $2n$ setzen, weil dort n Wechsel-, hier Periodenzahl bedeutet.

$$\varkappa = k \cdot r \sqrt{2n}$$

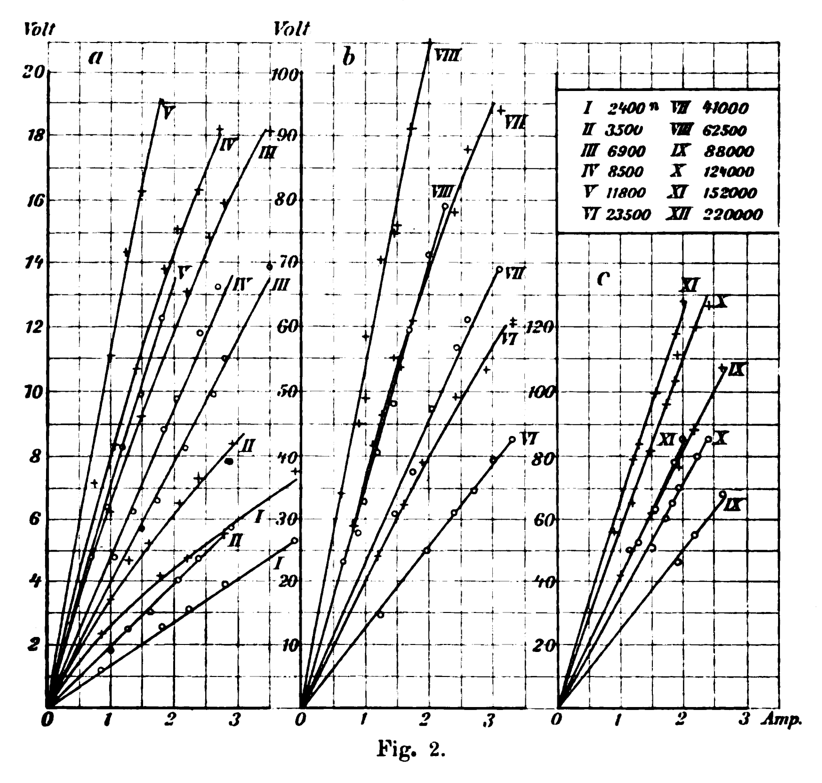


Fig. 2.

wo

$$k = \sqrt{\frac{\pi \sigma \mu}{8 v^2}} = 0{,}4 \text{ nach Tabelle IV}^{1)}$$

und mithin folgt für

$$n_{\min} = 2400, \ \varkappa_{\min} = 0{,}07$$

1) J. **Zenneck**, Elektromagn. Schwingungen und drahtlose Telegraphie, S. 203 ff., 992—993.

und für

$$n_{\max} = 220000, \quad \varkappa_{\max} = 0{,}66.$$

Wir haben es hier also immer mit dem II. Grenzfall zu tun, jedoch ist für $n_{\max}$ das Verhältnis der Induktion an der Oberfläche zu der in der Achse $= 1 + k^4$, d. h. an der Oberfläche um 20 % größer als in der Achse.

Die Schirmwirkung veranlaßt also, daß der magnetische Widerstand, der für Gleichstrom w_m betragen habe, wachse und zwar werde

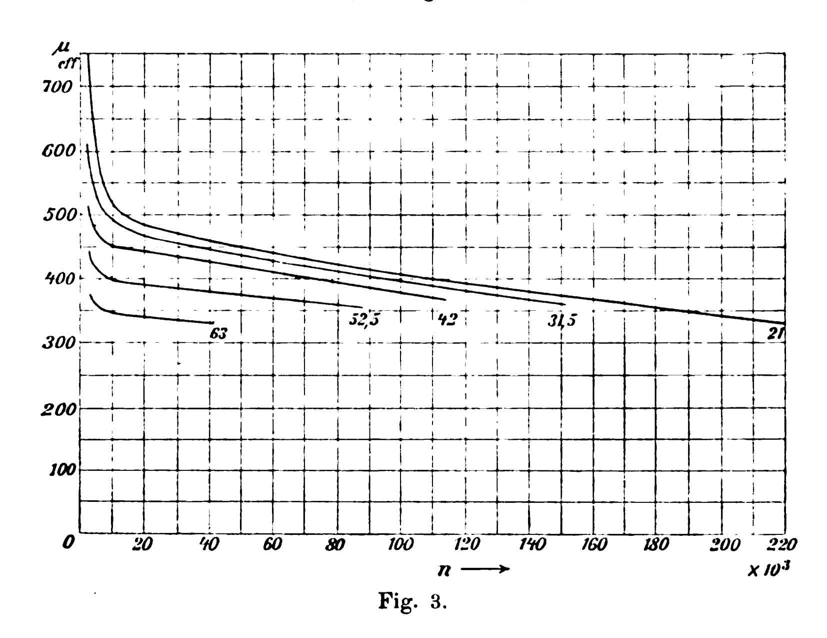


Fig. 3.

er $= \mathfrak{w}_m$. Die maßgebende Größe ist hier bei Wechselstrommagnetisierung analog wie bei Wechselstromleitung, jedoch nicht der Widerstand, sondern die Impedanz. Sie sei $\mathfrak{z}_m$, es ist dann

$$\mathfrak{z}_m = \sqrt{\mathfrak{w}_m^2 + 2n\mathfrak{p}_m^2}$$

wo $\mathfrak{p}_m$ also eine der Selbstinduktion analoge Größe darstellt. Die Erhöhung des Induktionsflusses durch Einführen des Eisens wird dann:

$$G = \mu \frac{1}{\frac{\mathfrak{z}_m}{w_m}}$$

d. h. das wirklich vorhandene μ ist größer als das hier aus den Beobachtungen folgende und zwar um den Faktor $\frac{\mathfrak{z}_m}{w_m}$.

Diesen Faktor können wir aus der Kurventafel Fig. 2 (Zenneck) ableiten und wir erhalten für unsere Versuchsbedingungen folgende Werte.

Tabelle I.

n	$\varkappa$	$\frac{\mathfrak{z}_m}{w_m}$
88000	0,43	1,026
124000	0,51	1,05
152000	0,565	1,07
220000	0,66	1,13

Wenn wir die richtigen Werte der Permeabilität erhalten wollen, so müssen wir sie also wegen der Schirmwirkung korrigieren und zwar im Maximum um 13 %. Wir erhalten so die Fig. 3, aus der wir ersehen, daß die Permeabilität die bei $n = 2400$ sehr hohe Werte hat, bis etwa $n = 10000$ sehr schnell abnimmt; von da an nimmt sie sehr langsam und fast linear ab. Die ganze Kurvenschar scheint nach wachsenden Schwingungszahlen hin zusammenzustreben, d. h. die Permeabilität zeigt das Bestreben, mit höherer Frequenz von der Feldstärke unabhängig zu werden.

Es sei an dieser Stelle bemerkt, daß die Werte der Permeabilität, die wir hier erhalten, nur effektive Mittelwerte aller während einer Periode durchlaufenden Werte sind, eine Tatsache, auf die Verfasser[1]) schon an anderer Stelle hingewiesen hat. Daher kann der Permeabilitätswert hier höher sein als wir ihn sonst von Gleichstrommessungen her gewohnt sind.

Wenn wir die hier gefundenen Resultate mit denen von anderen beobachteten vergleichen wollen, so ist es nötig, eine kurze kritische Übersicht dieser Abhandlungen zu geben.

Klemenčič[2]) und Zenneck[3]) berechnen die Permeabilität aus der Widerstandserhöhung eines Eisendrahts, wenn derselbe von gedämpften Schwingungen durchströmt wird. Bei beiden ist der erste Grenzfall streng verwirklicht. Klemenčič findet bei $n = 9 \cdot 10^7$ für

1) L. Schames, Phys. Ztschr. 1908, S. 317.
2) J. Klemenčič, Wiener Berichte 1894, S. 205.
3) J. Zenneck, l. c. S. 416.

Eisen $\mu = 118$, für Stahl $\mu = 115$ und 106. Die Werte sind unabhängig von der Feldstärke, sie sind wie die hier gefundenen zeitliche effektive Mittelwerte über eine ganze Periode. Dasselbe gilt für die Werte von Zenneck, der bei $n = 4 \cdot 10^6$, $\mu = 211$ und für $n = 10^7$, $\mu = 167$ findet.

St. John[1]) arbeitet nach einer ähnlichen Methode, jedoch mißt er nicht die Erhöhung des Widerstandes, sondern die der Selbstinduktion eines von gedämpften Schwingungen durchflossenen Eisendrahtes. Da jedoch der Unterschied der durch das Eisen Kupfer gegenüber bedingt ist, nur 3—4 % des Gesamtwertes beträgt, so kann selbst bei hoher Meßgenauigkeit nur ein sehr ungenaues Endresultat erzielt werden. Seine Werte liegen bei Schwingungen von $n = 5{,}7 \cdot 10^7$ zwischen 108 und 84. Mit den Resultaten dieser drei verschiedenen Beobachter stimmt unser Resultat hier gut überein, der Permeabilitätswert ist hier zwar größer, wir haben zwar andererseits nicht so hohe Schwingungszahlen erreicht.

Mit den Resultaten Varleys[2]) scheint unser Resultat jedoch nicht im Einklang zu sein. Dieser bestimmt die Maximalinduktion von Eisendrähten in einem schnell oszillierenden Feld aus der Größe der Kathodenstrahlenablenkung in der Braunschen Röhre. Er findet, daß die maximale Induktion mit wachsender Frequenz abnimmt (erst sehr rasch, dann langsam) und daß diese Abnahme geringer ist bei den dünnen als bei den dicken Drähten.

Das letztere Resultat, daß also bei den dünneren Drähten höhere Induktionen erreicht werden, ist ganz selbstverständlich, da die Schirmwirkung geringer als bei den dicken Drähten ist. Aber eben diese Wirkung hat Varley nicht richtig berücksichtigt; da seine Drähte viel zu dick sind, kommt sie sehr stark in Betracht, wir haben es nicht mit dem II. allerdings auch nicht mit dem I. Grenzfall zu tun. sondern befinden uns im Intervall zwischen beiden. Wenn Varley sagt, die Induktion ist geringer als bei Gleichstrom, so meint er, der zur Geltung kommende Wert der Induktion ist geringer; aber da die Induktion über den Querschnitt des Drahtes ungleichmäßig verteilt ist, so kann in der Oberfläche ein Wert der Induktion herrschen, der der Gleichstrominduktion gleicht oder sogar überlegen ist.

Korrigieren wir also die Werte Varleys analog wie wir die hiesigen Resultate korrigiert haben, so finden wir, daß der Maximal-

1) C. E. St. John, Phil. Mag. 1894, S. 425, 1895, S. 297.
2) W. M. Varley, Diss., Straßburg 1901.

wert der Induktion mit wachsender Frequenz steigt und solch hohe Werte erreicht wie wir sie bei Gleichstrommagnetisierung nie kennen gelernt haben. Ebenso wie der Maximalwert der Induktion wächst alsdann auch die betreffende Permeabilität sehr stark mit der Frequenz.

Das Resultat, das wir so aus den Varleyschen Beobachtungen gefolgert haben, bezieht sich auf die Maximalwerte, während sich die Resultate der anderen Beobachter auf die Mittelwerte der Induktion beziehen; analog bezieht sich die Permeabilität auf den Wert, der dem maximalen Feld entspricht, bei den andern ist es der effektive Mittelwert. Der Widerspruch in beiden Resultaten läßt sich nicht ohne weiteres erklären. Es ist hierzu eine Hypothese über das Verhalten des Eisens im schnellen Wechselfelde nötig. Diese bestehe darin: 1. Die Permeabilität findet bei schnellem Wechseln nicht genügend Zeit, den Endwert zu erreichen, der ihr sonst bei Gleichstrom- oder langsamer Wechselstrommagnetisierung zukommt. 2. Das Maximum der Permeabilität habe die Tendenz, mit steigender Frequenz abzunehmen wie das aus verschiedenen Versuchsergebnissen[1]) folgt.

Unter Zugrundelage dieser Hypothese läßt sich ein graphisches Beispiel (Fig. 4) durchführen, aus welchem wir folgendes ableiten können:

1. Die Permeabilität, die dem Maximum der Feldstärke entspricht, wächst mit zunehmender Frequenz; hieraus können wir die Resultate der Varleyschen Arbeit wie sie hier berechnet wurden, genügend erklären.

2. Der effektive Mittelwert der Permeabilität nimmt zuerst schnell, später langsam ab, wie es auch Fig. 3 zeigt.

3. Für sehr hohe Frequenzen hat die Permeabilität das Bestreben, unabhängig von der Feldstärke zu werden; sie kann bei noch weiterer Steigerung der Frequenz ganz unabhängig werden, wie es Klemenčič gefunden.

Fassen wir zum Schluß sämtliche Resultate zusammen, so können wir sagen:

1. Es wurde ein Verfahren gegeben, durch Spannungsmessung im Poulsonschen Hochfrequenzkreis zwei Selbstinduktionen zu vergleichen um so die Permeabilität dünner Eisendrähte bei hohen Frequenzen zu bestimmen; das Verfahren eignet sich auch zum Vergleich von Kapazitäten untereinander und von Selbstinduktionen mit Kapazitäten.

1) M. Wien, Wied. Ann. **66**, 859; L. Schames, Ann. d. Phys. **22**, 448, 1907.



2. Die Werte der Permeabilität sind nur effektive Mittelwerte über eine ganze Periode; Analoges gilt für die Werte der Induktion.

3. Mit wachsender Frequenz hat der effektive Mittelwert der Permeabilität das Bestreben, von der Feldstärke unabhängig zu werden.

4. Der effektive Mittelwert der Permeabilität nimmt bei dem untersuchten Eisen bis etwa $n = 10000$ sehr schnell ab, von da an nur sehr langsam und fast linear.

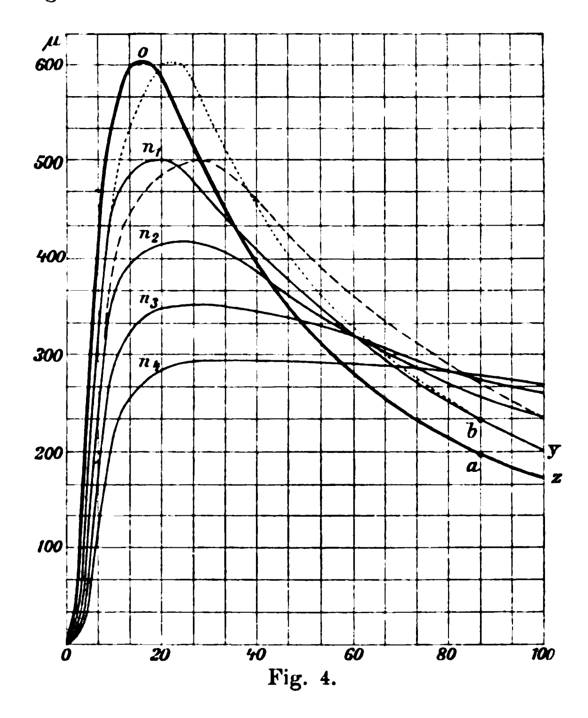


Fig. 4.

5. Es werden effektive Induktionen erreicht, die viel höher liegen als die sonst bei Gleichstrommagnetisierung bekannten.

6. Schließlich wird eine Hypothese gegeben, die darin besteht, daß die Permeabilität des Eisens im schnellen Wechselfeld nicht genügend Zeit findet, den Endwert zu erreichen, der ihr sonst bei Gleichstrom- oder langsamer Wechselstrommagnetisierung zukommt. Diese Hypothese gestattet uns nicht nur die Resultate vorliegender Untersuchungen, sondern auch die der anderen Beobachter zu erklären.

(Eingesandt 1. Dezember 1908.)

Untersuchungen über den Lichtbogen in Schwefelkohlenstoffdampf.

Von **Guido Szivessy.**

Auf Wunsch des Verfassers der vorstehend genannten, im 3. Heft veröffentlichten Arbeit, welche uns Ende Juli zum Nachdruck überlassen wurde, sei nachgetragen, daß diese Arbeit im physikalischen Institut der Universität Straßburg i. E. auf Anregung von Herrn Professor Dr. F. Braun begonnen und auch von diesem sowie von Herrn Dr. L. Mandelstam geleitet wurde.

Die Redaktion.

(Eingesandt 28. Februar 1910.)

Referate.[1])

Über symmetrische und unsymmetrische elektromagnetische Drahtwellen berichtete D. Hondros[2]) in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 21. September 1909 wie folgt:

„Unter elektromagnetischen Drahtwellen verstehe ich elektromagnetische Störungen, die sich längs eines Drahtes ohne seitliche Ausstrahlung fortpflanzen.

Sämtliche bisherigen theoretischen Untersuchungen, die sich mit Drahtwellen an einem Einzeldraht beschäftigten, ich erwähne die bekannte Arbeit von Sommerfeld[3]), setzten eine allseitige Symmetrie des Feldes um den Draht voraus und haben zu Resultaten geführt, die sich mit der Erfahrung in befriedigender Weise decken, indem sie die Möglichkeit einer Welle ergaben, welche sich mit fast Lichtgeschwindigkeit und sehr kleiner örtlicher Dämpfung fortpflanzt. Die Frage aber bleibt offen: erstens ist diese Welle die einzig mögliche

1) Vielfach geäußerten Wünschen entsprechend führen wir jetzt auch eine Rubrik für Referate und Autoreferate über einschlägige Publikationen ein und hoffen wir auf eine rege Mitarbeit unserer ständigen und gelegentlichen Mitarbeiter. Die Redaktion.

2) Vgl. Ann. Phys. **30**, 905, 1909.

3) Sommerfeld, Wied. Ann. **67**, 233, 1899.

symmetrische Welle; zweitens, wie sind die gewiß vorhandenen unsymmetrischen Wellen beschaffen, und drittens, warum auch bei ausgesprochen unsymmetrischer Erregung der Vorgang durch diese eine bekannte Welle bestimmt wird.

Diese Fragen zu beantworten, habe ich mir auf Anregung von Herrn Prof. Sommerfeld zur Aufgabe gestellt.

Der Gang der Untersuchung ist der bei ähnlichen Problemen übliche. Lösung der Maxwellschen Gleichungen unter Annahme ungedämpfter zeitlicher Periodizität, wellenförmiger Ausbreitung in der Richtung der Drahtachse und harmonischer Abhängigkeit des Feldes vom Azimut in der Form $\begin{pmatrix}\cos\\ \cdot\\ \sin\end{pmatrix} n\varphi$. Aus den Grenzbedingungen erhalten wir dann eine ziemlich komplizierte transzendente Gleichung, deren Wurzeln uns Geschwindigkeit und Dämpfung der Welle ergeben.

Das Resultat der Untersuchung war folgendes: Was die Verteilung der Feldkomponenten anbetrifft, haben wir drei Wellentypen zu unterscheiden:

1. Einen symmetrischen Wellentypus, den gewöhnlich untersuchten, bei dem die elektrische Kraft in den Meridianebenen verläuft, die magnetische Parallelkreise um die Drahtachse bildet. Diesen Typus nenne ich den elektrisch-symmetrischen.

2. Einen ebenfalls symmetrischen Typus, bei dem die elektrische Kraft Parallelkreise bildet, die magnetische in den Meridianebenen verläuft. Diesen Typus nenne ich den magnetisch-symmetrischen.

3. Einen allgemeinen unsymmetrischen Typus, bei dem das Feld rings um den Draht in eine ganze Anzahl kongruenter Gebiete geteilt wird, und die elektrischen wie auch die magnetischen Kraftlinien keine ebenen, sondern krumme Kurven bilden.

In bezug auf die Fortpflanzungsverhältnisse haben wir eine weitere Unterscheidung zu treffen.

Im ersten elektrisch-symmetrischen Typus haben wir zunächst die schon bekannte, von Sommerfeld untersuchte Welle, welche hauptsächlich durch ihre geringe Dämpfung gekennzeichnet wird. Diese nenne ich die Hauptwelle. Neben der Hauptwelle haben wir aber eine ganze Serie von Wellen, die ich als Nebenwellen bezeichne, und die durch sehr große Dämpfung charakterisiert sind: In den übrigen beiden Typen, dem magnetisch-symmetrischen und dem allgemeinen unsymmetrischen, fehlt die Hauptwelle, und wir haben nur die Nebenwellenserie, welche im letzten Typus eine doppelte ist.

Diese Nebenwellen möchte ich jetzt etwas ausführlicher beschreiben.

Die Erklärung der schon erwähnten großen Dämpfung finden wir in einer eigentümlichen Umkehrung des Skineffektes. Bei der Hauptwelle entwickelt sich bekanntlich ein starker Skineffekt im Drahte, der ganze Vorgang spielt sich in einer sehr dünnen Oberflächenschicht des Drahtes ab, daher geringe Joulesche Wärmeentwickelung und entsprechend kleine Dämpfung. Im Außenraume nimmt die Feldstärke in der Nähe des Drahtes langsam radial ab. Ganz anders bei den Nebenwellen. Der Skineffekt entwickelt sich, und zwar sehr stark, im umgebenden Dielektrikum, der Draht dagegen wird fast gleichmäßig vom Felde erfüllt, daher große Energievergeudung und große Dämpfung.

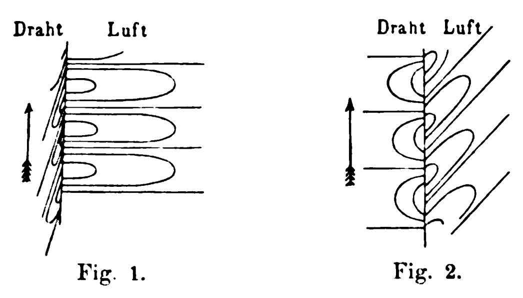


Fig. 1. Fig. 2.

Diese Vertauschung der Rollen der beiden Medien tritt auch im Kraftlinienbilde deutlich in die Erscheinung.

Bei der Hauptwelle haben wir das bekannte Bild der elektrischen Kraftlinien, wie es in Fig. 1 schematisch angedeutet.

Die geradlinigen Kraftlinien verlaufen im Außenraume fast senkrecht zur Drahtoberfläche mit einer geringen Neigung nach vorn, im Innern des Drahtes sind sie entsprechend dem Skineffekte stark nach hinten geneigt. Die Kraftlinien einer Nebenwelle zeigt uns die Fig. 2.

Im Außenraume Neigung nach vorn ungefähr um 45^0, im Inneren dagegen fast senkrechte Stellung der Kraftlinien.

Zum Schluß möchte ich das Gesagte durch ein numerisches Beispiel illustrieren.

Ich betrachte einen Kupferdraht von 4 mm Durchmesser bei einer Schwingungsdauer von 10^{-9} sec. Dieser Schwingungszeit würde im freien Raum eine Wellenlänge von 30 cm entsprechen. Unter diesen Verhältnissen findet Sommerfeld für die Hauptwelle eine Geschwindigkeit $v = 3 \cdot 10^{10} (1 - 2{,}7\ 10^{-5})$ cm/sec, also nahezu Lichtgeschwin-

digkeit. Die Dämpfung ist so gering, daß die Wellenamplitude erst nach Zurücklegung einer Strecke $S = 1{,}6 \cdot 10^5$ cm = 1,6 km auf $1/e$ reduziert wird. Für irgend eine der ersten Wellen der symmetrischen oder unsymmetrischen Nebenwellenserien finden wir dagegen als Geschwindigkeit $v = 3 \cdot 10^{10} \cdot 4{,}1 \cdot 10^{-5} = 12{,}5$ km/sec, und die Dämpfung ist so groß, daß die Wellenamplitude schon nach Zurücklegung der Strecke $S = 0{,}002$ mm auf $1/e$ reduziert wird.

Unter diesen Umständen dürfen wir wohl kaum hoffen, diese Nebenwellen bei metallischen Leitern beobachten zu können, andererseits aber haben wir die Erklärung dafür, daß auch bei unsymmetrischer Erregung der Wellen nur die eine symmetrische Hauptwelle zur Beobachtung kommt, indem von dem ganzen angeregten Komplex von symmetrischen und unsymmetrischen Haupt- und Nebenwellen alle bis auf die symmetrische Hauptwelle im Keime erstickt werden.

(Eingesandt 24. Januar 1910).

Max Wien, Über eine neue Form der Stoßerregung elektrischer Schwingungen. (Phys. Ztschr. **11**, 76, 1910.) (Vorläufige Mitteilung.)

Verfasser, der Entdecker der Stoßerregung elektrischer Schwingungen vermittels der kleinen tonerregenden Löschfunken (Telefunkens „tönende Funken"), gibt in dieser vorläufigen Mitteilung eine neue Methode der Stoßerregung bekannt unter Benutzung der gewöhnlichen großen Funkenstrecken mit entsprechend hohem Entladungspotential. Um das erforderliche plötzliche Abstoppen des primären Schwingungskreises zu erreichen, wird außer der Funkenstrecke (deren Dekrement an sich sehr klein sein kann) noch eine Geißlersche Röhre von besonderer Form als „Löschwiderstand" in den primären Kreis eingeschaltet. Die kleineren Schwankungen des an sich niedrigen Entladungspotentials der Röhre kommen neben dem hohen Funkenpotential der Luftfunkenstrecke nicht in Betracht, so daß man so im Stoßkreis beliebig hohe und dabei konstante Spannungen verwenden kann. Andererseits bewirkt die ausgezeichnete Löschwirkung der Geißlerschen Röhren, daß ein besserer Nutzeffekt bei engerer Koppelung erreicht wird und auch bei stark gedämpftem Schwingungskreis ohne besonderen Ballastwiderstand reine Stoßerregung erzielt werden kann.

Wir beschränken uns auf dieses kurze Referat, da Herr Professor M. Wien selbst im nächsten Heft des Jahrbuches einen ausführlichen Bericht mit Beobachtungsresultaten bringen wird. E.

(Eingesandt 1. März 1910.)

Über einige quantitative Messungen in der Radiotelegraphie.[1]

Von **J. A. Fleming.**

Bei quantitativen Messungen ist die erste Frage der Hochfrequenzwiderstand und müssen wir zunächst präzis definieren, was wir darunter verstehen.

Hochfrequenzwiderstand: Es sei gemäß Fig. 1 $dx\,dy$ irgendein Element der vom Leiter gebildeten Fläche mit den Koordinaten x und y. Die Stromdichte an jener Stelle sei z, der Widerstand des als gleichförmig angenommenen Materials ϱ, dann ist $\int_{x_1}^{x_2}\int_{y_1}^{y_2} \varrho z^2\,dx\,dy$ die totale Wärme, welche pro Sekunde in der Längeneinheit des Leiters erzeugt wird und R', der Hochfrequenzwiderstand des Kreises per Längeneinheit, ist definiert durch:

$$R' = \frac{\int_{x_1}^{x_2}\int_{y_1}^{y_2} \varrho z^2\,dx\,dy}{\left\{\int_{x_1}^{x_2}\int_{y_1}^{y_2} z\,dx\,dy\right\}^2} \tag{1}$$

Der totale Strom durch den Leiter ist $\int_{x_1}^{x_2}\int_{y_1}^{y_2} z\,dx\,dy$, und der Widerstand des Leiters variiert mit der Änderung des Wertes von $\int\int \varrho z^2\,dx\,dy$ unter der Bedingung, daß der totale Strom konstant bleibt. Es ist wohl bekannt und kann leicht bewiesen werden, daß der Widerstand ein Minimum ist für gleichförmige Stromdichte über den Querschnitt. Die Frage kann behandelt werden als ein Problem der relativen Maxima und Minima in der Variationsrechnung. Es ist

1) Eine gekürzte Wiedergabe des Verfassers Mitteilung vom 2. November 1909 an die Institution of Electrical Engineers.

klar, daß, um zu finden wann die Quantität $\int_{x_1}^{x_2}\int_{y_1}^{y_2} \varrho z^2 \, dx \, dy$ ein Minimum wird wenn $\int_{x_1}^{x_2}\int_{y_1}^{y_2} z \, dx \, dy$ konstant ist, dasselbe ist, wie die Minimumbedingung zu finden von:

$$\int_{x_1}^{x_2}\int_{y_1}^{y_2} (\varrho z^2 - C z) \, dx \, dy \qquad (2)$$

wo C eine Konstante ist, und dies hängt nach bekannten Sätzen der Variationsrechnung ab von der Lösung einer Differentialgleichung:

$$P - \frac{d P_1}{d x} - \frac{d P_2}{d y} = 0 \qquad (3)$$

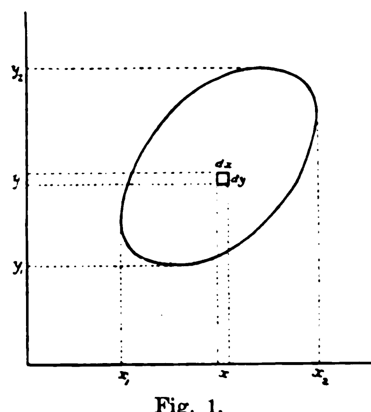
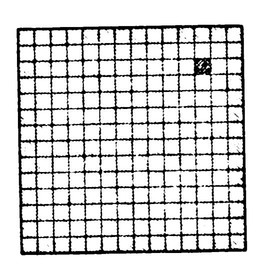


Fig. 1.


Fig. 2.

in welcher P steht für den partiellen Differentialquotienten von $\varrho z^2 - C z = V$ mit Bezug auf z, und P_1 und P_2 für die partiellen Differentiale mit Bezug auf dz/dx und dz/dy respektive; die Stromdichte z ist eine unbekannte Funktion x und y[1]). Da hier V nur z enthält, reduziert sich Gleichung (3) auf $\partial V / \partial z = 0$ oder $2 \varrho z = C = a$ (konstant).

Mit anderen Worten, die Bedingung des Minimums an Wärmeentwickelung für konstanten totalen Strom ist, daß die Stromdichte gleichförmig sein muß über den ganzen Querschnitt des Leiters.

Diese bekannte Tatsache kann jedoch ohne irgendwelche Benutzung von Symbolen bewiesen werden[2]). Angenommen der Querschnitt des

1) Vgl. Todhunter: „Integral Calculus“ Kap. XV S. 358. „The calculus of Variations“.

2) Vgl. J. A. Fleming, „An Elementary Manual of Radiotelegraphy“ S. 10.

Leiters sei in Flächenelemente geteilt, und daß jede der Fasern, in die wir uns den Leiter unterteilt denken, denselben Widerstand hat und von dem gleichen Bruchteil des Stromes durchflossen wird wie es Fig. 2 andeuten soll. Dann haben wir gleiche Stromdichte. Denken wir uns nun, daß der Strom aus einer Faser fortgenommen und einer anderen zugeteilt würde, wie es die kleinen weißen und schwarzen Quadrate in Fig. 2 andeuten sollen, dann wird der totale Strom nicht geändert, aber die erzeugte Wärme in der ersteren würde Null und diejenige in der letzteren erreichte den vierfachen Wert wie vorher. Die totale Wärmeerzeugung würde also erhöht werden, obgleich der totale Strom nicht geändert wird. Der Widerstand des Leiters, wie oben definiert, wird deshalb vergrößert durch irgendeine Änderung in der Verteilung des Stromes, die seine Dichte ungleichförmig über den Querschnitt gestaltet. Mehr noch kann man durch diese Betrachtungsweise leicht sehen, daß irgendeine Verteilung der Stromdichte, die unsymmetrisch rings der Peripherie des Leiters ist, auch eine Ursache vermehrten Widerstandes ist im Vergleich mit derjenigen, welche einer symmetrischen Verteilung der Stromdichte entspricht. Demgemäß ist nicht nur der Widerstand eines geraden massiven Leiters für Hochfrequenzschwingungen größer als für Gleichstrom, sondern der Widerstand einer Spirale oder Drahtspule für Hochfrequenzströme ist größer als derjenige desselben Drahtes, wenn er gerade gestreckt ist, weil im ersten Falle die Stromdichte an der Peripherie des Drahtes größer ist als im Zentrum, und im zweiten Falle die periphere Verteilung ungleichförmig ist gemäß der Tatsache, daß die äußere Feldverteilung ungleichförmig ist, indem dieselbe auf den inneren Teilen des Solenoids größer ist als auf der Außenseite. Mathematische Formeln für das Verhältnis des Hochfrequenzwiderstandes eines soliden geraden Leiters zu seinem gewöhnlichen Ohmschen Widerstand sind von Maxwell[1]) Heaviside[2]), Lord Kelvin[3]), Lord Rayleigh[4]) und Russell[5]) angegeben worden. Dr. Russell hat eine allgemeine Formel für den Hochfrequenzwiderstand eines konzentrischen Kabels von zwei koaxialen

---

1) Maxwell, Electricity and Magnetism, vol. II, S. 690, 2nd edition.

2) Oliver Heaviside, „Electrical Papers“, vol. II, S. 64.

3) Lord Kelvin, Presidential Address. Journ. of the Inst. of Electric. Eng., vol. 18, S. 4.

4) Lord Rayleigh, „On the self-induction and resistance of straight conductors“, Phil. Mag. 1889, vol. 21, S. 381, und Scientific Papers, vol. II, S. 486.

5) A. Russell, Proc. Phys Soc. 12. II. 1909; Phil. Mag., April 1909, S. 524.

Zylindern angegeben und gezeigt, daß früher gegebene Formeln besondere Fälle seiner mehr allgemeinen Formel sind.

Nehmen wir den Fall eines Drahtes, von kreisförmigem Querschnitt, eines nichtmagnetischen Materials mit dem Widerstand ϱ, den Umfang c Zentimeter (wo $c = \pi d$, $d =$ Durchmesser), und durchflossen von einem Hochfrequenzstrom von der Frequenz n, dann können wir, wenn n von der Ordnung 10^6 ist, die Ausdrücke für das vorhin erwähnte Verhältnis des Hochfrequenzwiderstandes R' zu dem Ohmschen Widerstand R auf nachstehende Form bringen. Es sei $\frac{c^2 n}{\varrho} = h$. Wenn h einen größeren Wert als ungefähr 100 hat dann ist die von Lord Rayleigh für Hochfrequenz angegebene Formel äquivalent mit

$$\frac{R'}{R} = \frac{1}{2} \sqrt{h} \tag{4}$$

Die genauere Formel von Russell im gleichen Falle bekäme die Form

$$\frac{R'}{R} = \frac{\sqrt{h}}{2} + \frac{1}{4} + \frac{3}{32\sqrt{h}} - \frac{1}{16\,h\sqrt{h}} \tag{5}$$

Der Verfasser kam vorher selbständig zu folgender Formel für Werte von $\sqrt{h}$ größer als 5 oder 10:

$$\frac{R'}{R} = \frac{\sqrt{h}}{2} + 0{,}3 \tag{6}$$

was sehr nahe den zwei ersten Gliedern der Russellschen Formel kommt.

Wir können deshalb für solche Werte von $\sqrt{h}$ die Formel

$$\frac{R'}{R} = \frac{1}{2}\sqrt{h} + \frac{1}{4} \tag{7}$$

als hinreichend genau akzeptieren.

Beispielsweise haben wir für Nr. 14 S. W. G. Kupferdraht bei Schwingungen von der Frequenz $^1/_2 10^6$: $c = 0{,}635$ cm, $c^2 = 0{,}403$, $\varrho = 1600$, $n = 5 \cdot 10^5$ und daher $h = 125$ und $^1/_2 \sqrt{h} = 5{,}59$. Also $\frac{R'}{R} = \frac{1}{2}\sqrt{h} + \frac{1}{4} = 5{,}84$. Der Widerstand (und entsprechend der Energieverlust) dieses Drahtes für Hochfrequenz ist also fast sechsmal so groß als sein Ohmscher Widerstand.

Meßapparate für Hochfrequenzwiderstand. Um experimentell das Verhältnis $\frac{R'}{R}$ zu messen, hat Verfasser folgende Anordnungen angegeben[1]. Zwei Glasröhren T, jede 75 cm lang und 3 cm im Durchmesser, haben eine Erweiterung an dem oberen Ende und ein gekrümmtes Stück und eine Erweiterung am unteren Ende (Fig. 3). In den Enden stecken Gummipfropfen, durch welche dicke Kupferdrähte gehen, und die unteren Krümmungsstücke sind mit Quecksilber gefüllt. Die oberen Pfropfen sind ebenfalls luftdicht durch Quecksilber

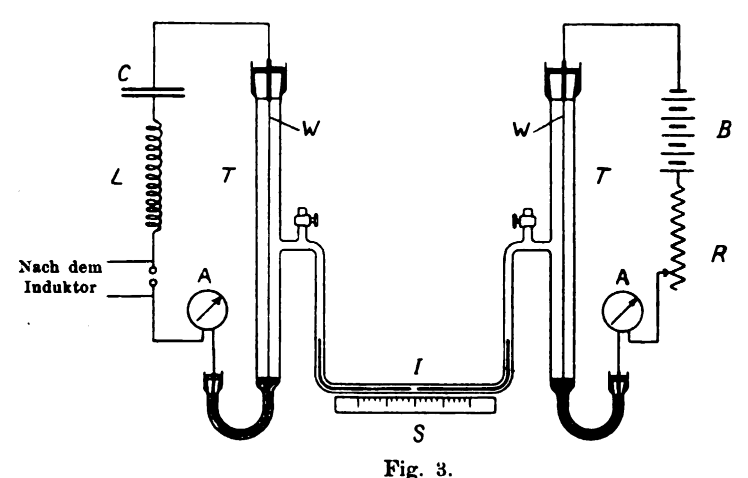


Fig. 3.
Differential-Elektrothermometer für Hochfrequenz-Widerstandsmessungen.

oder Öl abgedichtet. Aus den ferneren zum Teil ohne weiteres aus der Figur ersichtlichen Anordnungen sei nun folgendes hervorgehoben. I ist eine Luftblase in einem Flüssigkeitsfaden aus gefärbtem Wasser. W sind gleichartige Drähte, die mit dem unteren Ende in das Quecksilber der Krümmungsstücke tauchen.

Angenommen wir schickten denselben elektrischen Strom durch diese Drähte in Serie. Beide werden erwärmt und erwärmen die Luft in den Röhren; ist aber alles symmetrisch und die Erwärmung der Röhren die gleiche, so wird die Luftblase nicht verschoben. Um diese Gleich-

1) Diese Anordnung ist aber nur eine leichte Abänderung einer Methode, welche Zenneck schon im Jahre 1902 verwendete und in seinem Werke „Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie“ auf S. 415 f. beschrieben hat. E.

gewichtslage zu erreichen, muß man aber den ganzen Apparat in einen Kasten stellen und die Luftblase durch ein Glasfenster beobachten. Wenn wir nun elektrische Schwingungen durch einen der Drähte senden und einen Gleichstrom durch den anderen, so ist es möglich, letzteren so zu adjustieren, bis beide Erwärmungen gleich sind. Man muß die Ströme, welche die Hitzdrahtstrommesser A und A_1 passieren, eine Zeitlang wirken lassen, damit der Wärmezustand konstant wird. Unter dieser Voraussetzung haben wir nun folgende Sachlage. In dem vom konstanten Strom A durchflossenen Draht mit dem Widerstand R ist die Wärmeerzeugung $A^2 R$. In den anderen Draht mit dem Hochfrequenzwiderstend R' haben wir Schwingungen von dem mittleren Quadratwurzelwert A_1, die eine Wärme $A_1{}^2 R'$ erzeugen. Wir erhalten also $A^2 R = A_1{}^2 R'$ oder $\frac{R'}{R} = \frac{A^2}{A_1{}^2}$. Die Messung der mittleren Quadratwurzelwerte der Ströme in beiden Fällen wird ausgeführt mit ähnlichen Hitzdraht-thermoelektrischen Strommessern (vgl. später Fig. 4). Einige praktische Messungen und Vergleiche mit der Theorie finden sich in Tabelle 1 S. 362.

Der gleiche Apparat kann benutzt werden zur Untersuchung des Hochfrequenzwiderstandes von Drahtspulen, welcher, wie schon bewiesen, größer ist als derjenige desselben Drahtes in langgestreckter Form. Zu diesem Zwecke bringen wir in die Glasröhren zwei gleiche Drahtspiralen und vergleichen den Hochfrequenz- mit dem Ohmschen Widerstand. Auf diesen Zusatzwiderstand infolge der Aufspulung wurde bekanntlich zuerst von F. Dolezalek[1]) aufmerksam gemacht; theoretisch untersucht wurde er von M. Wien[2]), A. Sommerfeld[3]), experimentell von F. B. Black[4]), A. Batelli und L. Magri[5]), in jüngster Zeit von L. Cohen[6]) und J. W. Nicholson[7]). Alle diese Formeln erscheinen aber noch nicht ganz befriedigend. Der eben be-

1) F. Dolezalek, Ann. Phys., S. 1142, 1903; Science Abstracts 1904, vol. 7, B, Abstract 488.

2) M. Wien, Ann. Phys., S. 1, 1904; Science Abstracts 1904, vol. 7, A, Abstract 2272.

3) A. Sommerfeld, Ann. Phys., S. 673, 1904; Science Abstracts 1905, vol. 8, A, Abstract 591.

4) T. B. Black, Ann. Phys., S. 157, 1906; Science Abstracts 1906, vol. 9, A, Abstract 572.

5) A. Batelli und L. Magri, Phil. Mag. 1903, Ser. 6, vol. 5, S. 1; Science Abstracts 1904, vol. 7, A, Abstracts 355.

6) L. Cohen, Bull. Bur. of Stand., Nr. 76, vol. 4, 1907—1908.

7) J. W. Nicholson, Proc. Phys. Soc., London, Dezember 1909.

Tabelle 1. Messungen des Hochfrequenzwiderstandes von verschiedenen Drähten und Kabeln.

Leiter d = Durchmesser in cm	Wert von $\sqrt{h} = \pi d \sqrt{\frac{n}{\varrho}}$	Frequenz n	Mittlerer Quadratwurzelwert in Ampere von Hochfrequenzstrom $= A'$	Mittlerer Wert von Gleichstrom erforderlich um A' auszugleichen, thermisch $= A$	Verhältnis der Ströme $\frac{A}{A'}$	Genaueres Verhältnis der Widerstände $\frac{R'}{R} = \left(\frac{A}{A'}\right)^2$	Berechneter Wert des Verhältnisses der Widerstände $\frac{R'}{R}$	Bemerkungen
Blanker Kupferdraht Nr. 14 S. W. G. Durchm. = d = 0·203 cm	11·33	535000	6·2	15·0	2·42	5·85	5·92	Berechneter Wert nach der Russell-Formel $\frac{R'}{R} = \frac{1}{2}\sqrt{h} + \frac{1}{4} + \frac{3}{32}\frac{1}{\sqrt{h}}$; ϱ für Kupfer = 1700
	14·68	900000	6·2	17·08	2·75	7·59	7.60	
Blanker Kupferdraht Nr. 16 S. W. G. Durchm. = d = 0·1626 cm	8·54	475000	7·09	15·15	2·14	4·57	4·53	
	8·59	485000	7·89	16·82	2.14	4·57	4·56	
Blanker Kupferdraht Nr. 36 S. W. G. Durchm. = d = 0·0193 cm	1·05	510000	1·92	1·93	1·005	1·01	1·02	Berechneter Wert nach der Kelvin-Formel
	1·38	880000	1·92	1.98	1·03	1·06	1·07	
Blanke Kupfer Antenne Draht 2/16	—	470000	8·1	19·26	2·38	5·66	—	—
	—	785000	6·56	16·73	2·55	6·50	—	—
Blankes Kupferkabel 7/22 verseilt	—	465000	8·08	16·58	2·05	4·20	—	—
	—	774000	6·25	15·41	2·47	6·10	—	—
Blanker Kupferstreifen 1·82 cm breit 0·0147 cm dick	—	470000	10·60	15·92	1·5	2·25	—	—
	—	586000	7·57	11·28	1·5	2·25	—	—
Spule von blankem Kupferdraht Nr. 16, 142·5 Windungen Länge = 55·4 cm Windung. per cm = 2·57	—	470000	6·16	14·61	2·37	5·62	—	Verhältnis des Widerstandes der Spule zu dem desselben Drahtes gestreckt für n = 450000 = 1·25
	—	475000	5·90	14·2	2·40	5·76	—	
Blanker deutscher Silberdraht Nr. 17 S W. G. Durchm. = d = 0·1422 cm	·1·86	463000	7·96	9·20	1·15	1·32	1·20	Berechneter Wert nach der Kelvin-Formel ϱ = 26600
	1·89	475000	6·87	7·76	1·13	1·27	1·21	
Seidebesponnener Draht 19/36, jede Litze isoliert	—	496000	8·46	9·98	1·18	1·39	—	—
	—	496000	11·00	11·70	1·06	1·12	—	—

schriebene Apparat wurde für zwei Messungen benutzt mit Spiralen von Nr. 16 Kupferdraht, 0,16 cm im Durchmesser, Spiralen 54 cm lang von 2 cm Durchmesser und 2,6 Windungen per Längeneinheit (cm). Die Resultate gemäß Tabelle 1 zeigen, daß für eine Frequenz von etwa 450,000 der Widerstand dieser Spirale zu demjenigen des gleichen Drahtes gestreckt im Verhältnis 1,25 : 1 steht. Es kann also das Aufspulen selbst für eine solche offene Spirale den Hochfrequenzwiderstand um 25 $^0/_0$ über denjenigen des geraden Drahtes vermehren. Ferner zeigen die Resultate mit den 19/36 Drähten, daß einfaches Verseilen von isolierten (mit Seide) feinen Drähten wie Nr. 36 S. W. G. nicht hinreicht, um einen Leiter zu bekommen, für den der Hochfrequenz- und Ohmsche Widerstand gleich sind. Ein geeignetes thermoelektrisches Strommeßinstrument, das aus gleichen vorher erwähnten Gründen nicht leicht zu konstruieren ist, ist in Fig. 4 dargestellt. W sind eine Anzahl von blanken Kupferdrähten Nr. 40, die zu den Klemmen T und T' führen. Ein Thermoelement J ist an dem mittleren Draht befestigt und verbunden mit den Klemmen T_1 und T_2. Als Galvanometer dient ein einfaches Paul-Galvanometer. Solch ein Strommesser kann mit Gleichstrom geeicht werden und gibt dann korrekte Angaben über den mittleren Quadratwurzelwert eines Hochfrequenzstromes.

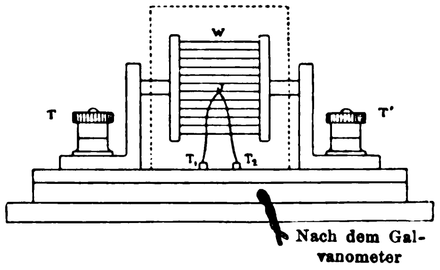
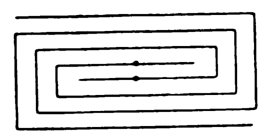


Fig. 4.
Thermoelektrischer Strommesser für Messungen mit starken Hochfrequenzströmen.

Die Versuche zeigen, daß wir in diesem Differential-Elektrothermometer ein Mittel besitzen experimentell das Verhältnis $\frac{R'}{R}$ für irgend einen Draht zu finden, und daß in den Fällen, wo wir die experimentellen Werte mit denjenigen der Theorie vergleichen können, zwischen beiden Übereinstimmung herrscht. Wir können uns deshalb auch auf solche Meßresultate verlassen, wo das Verhältnis nicht theoretisch vorher bestimmt werden kann. Der Apparat ist deshalb geeignet irgend welche Teile eines Hochfrequenzschwingungssystems zu untersuchen. Beispielsweise geben so erhaltene Werte für den Hochfrequenzwiderstand von zwei Nr. 16 lose zusammengedrehten Kupferdrähten oder von 7/22 verseilten verzinnten Kupferdrähten brauch-

bare Zahlen, um den Hochfrequenzwiderstand von Antennen vorherzubestimmen.

Kapazitätsnormalien. Gewöhnlich wird als Dielektrikum in Kondensatoren Glas verwandt, ausgenommen bei großen Radiostationen, wo Luft oder Preßluft manche Vorteile bietet. Glas, Ebonit und Glimmer sind jedoch gänzlich ungeeignete Dielektrika für Hochfrequenzkondensatoren, da ihre sog. Dielektrizitätskonstanten mit der Frequenz variieren. Selbst bei Luftkondensatoren gibt uns die gewöhnliche Kapazitätsmessung keinen korrekten Hochfrequenz-Kapazitätswert wegen des Sprühens bei hohen Spannungen und Frequenzen.



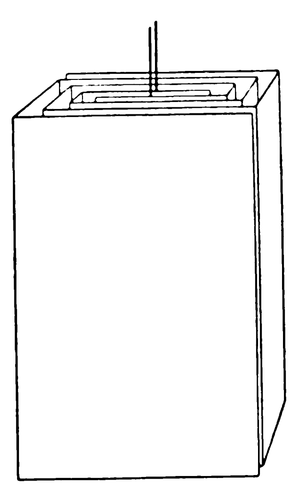


Fig. 5.
Hochfrequenzkondensator.

Verfasser verwendet deshalb Kondensatoren aus Zinkplatten in ausgekochtem, ausgetrocknetem und wasserfrei gemachtem Paraffinöl. Die besondere Konstruktion ist aus den Abbildungen der Fig. 5 ersichtlich. Derartiges Paraffinöl hat eine Dielektrizitätskonstante von ungefähr 2 bei niedrigen Frequenzen, und da sein optischer Brechungsindex nahezu 1,41 ist, so muß seine Dielektrizitätskonstante für optische Frequenzen nahe bei 2 liegen, woraus wir mit einiger Sicherheit den gleichen Wert für Frequenzen von etwa 10^6 annehmen dürfen. Die Kapazität für niedrige Frequenzen von 100 oder 200 kann in der gewöhnlichen Weise bestimmt werden durch Laden und Entladen des Kondensators durch ein geeichtes Galvanometer hindurch oder nach einer der Brückenmethoden.

Um gute Resultate zu erhalten ist es unbedingt nötig, die Kondensatoren in einen geerdeten Metallkasten einzuschließen, gegen den die Kapazitätsplatten durch dasselbe Paraffinöl isoliert werden. Auf diese Weise eliminiert man den variierenden Einfluß von umgebenden Gegenständen auf den Kapazitätswert.

Selbstinduktionsnormalien. Am einfachsten ist die rechteckige Form des Selbstinduktionskreises; Fig. 6 gibt die Anordnung des Schwingungskreises.

Wenn A die Länge der einen Seite und B diejenige der anderen ist und $D = \sqrt{A^2 + B^2}$ die Diagonale und d der Durchmesser des Drahtes, dann ist die Hochfrequenzselbstinduktion L für periphere Stromverteilung:

$$L = 9{,}2104 \left\{ A + B \log_{10} \frac{4AB}{d} - A \log_{10} \overline{A + D} - B \log_{10} \overline{B + D} - \right. \\ \left. - \frac{A + B - D}{1{,}1513} \right\} \qquad (8$$

Der Beweis dieser Formel (8) ist etwas umständlich und findet sich in des Verfassers Buch: „The Prinziples of Electric Wave Telegraphy“ Kapitel 2.

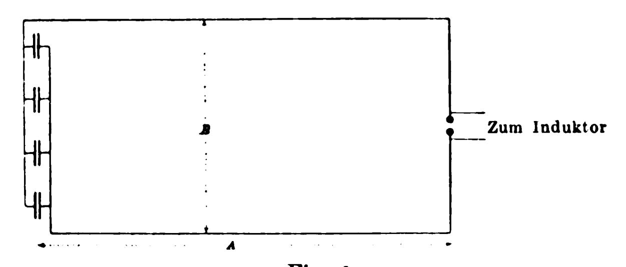


Fig. 6.
Normalform eines Schwingungskreises.

Es sei darauf hingewiesen, daß die Formel von Rosa und Cohen in Bulletin Nr. 93 des Bureau of Standards in Washington (in der wertvollen Sammlung von Formeln und Tabellen für die Berechnung von Selbstinduktion und gegenseitige Induktion) für die Selbstinduktion eines Rechtecks auf der Annahme gleichförmiger Stromverteilung über den Querschnitt des Drahtes basiert und deshalb etwas von der Formel des Verfassers abweicht. Die Rosa-Cohen-Formel gibt gegen Formel (8) einen um $(A + B + d)$ größeren Wert. Wenn wir beispielsweise haben $A = 200$, $B = 100$, $D = 224$, $d = 0{,}2$ so ist L nach Formel (8) 7717 cm gegen 8017 cm nach der Rosa-Cohen-Formel.

Normal-Schwingungskreis. Der Vorteil der Anwendung der rechteckigen Form der Selbstinduktion besteht darin, daß keine Kapazitätskorrektion erforderlich wird; wenn Spulen angewendet werden müssen, so sollten dieselbe nach Möglichkeit reduziert werden, indem die Windungen sorgfältig voneinander getrennt gehalten werden.

Selbstinduktion eines Solenoids mit einer einzigen

Drahtlage. Betrachten wir zuerst Spulen mit einer Lage isolierten Drahtes. Maxwell zeigte, daß die Selbstinduktion L eines kreisförmigen Leiters von n-Windungen mit rechteckigem Querschnitt von der Höhe d und der Breite b und mittlerem Radius r beträgt:

$$L = 4\pi r n^2 \left\{ \log_e \frac{8r}{B} - 2 \right\} \tag{9}$$

wo B das geometrische Mittel der Entfernungen zwischen allen möglichen Paaren Flächenelementen ist, in welche man den totalen Querschnitt teilen kann. Für ein Rechteck ist:

$$\log B = \log \sqrt{b^2 + d^2} - \frac{1}{6}\frac{b^2}{d^2} \log \sqrt{1 + \frac{d^2}{b^2}} - \frac{1}{6}\frac{d^2}{b^2} - \tag{10}$$
$$- \frac{1}{6}\frac{d^2}{b^2} \log \sqrt{1 + \frac{b^2}{d^2}} + \frac{2}{3}\frac{b}{d} \operatorname{arc\,tg} \frac{d}{b} + \frac{2}{3}\frac{d}{b} \operatorname{arc\,tg} \frac{b}{d} - \frac{25}{12}$$

Man sieht, daß der Ausdruck ungeändert bleibt, wenn man b und d miteinander vertauscht. Also hat für den gleichen mittleren Radius und gleiche Windungen eine kreisförmige Spule mit rechteckigem Querschnitt von der Breite b und der Höhe d dieselbe Selbstinduktion wie eine Spule von der Breite d und der Höhe b (vgl. Fig. 7).

Deshalb muß für diesen Fall eine flache Spule von einer Drahtlage dieselbe Selbstinduktion haben wie eine zylinderische Spule. Die bekannte Maxwell-Stefansche Formel lautet:

$$L = 4\pi r n^2 \left\{ \left(1 + \frac{3b^2 + d^2}{96 r^2}\right) \log_e \frac{8r}{\sqrt{b^2 + d^2}} - C_1 + \frac{b^2}{16 r^2} C_2 \right\} \tag{11}$$

wo C_1 und C_2 Konstanten $\left(\text{Funktionen von } \frac{b}{d} \text{ oder } \frac{d}{b} \text{ [gemäß Tabelle 2]}\right)$ bedeuten.

Tabelle 2.

b/d oder d/b	C_1	C_2	b/d oder d/b	C_1	C_2
0·00	0·50000	0·1250	0.55	0.80815	0·3437
0·05	0·54899	0·1269	0·60	0·81823	0·3839
0·10	0·59243	0·1325	0·65	0·82648	0·4274
0·15	0·63102	0·1418	0·70	0.83311	0·4739
0.20	0·66520	0·1548	0·75	0·83831	0·5234
0·25	0·69532	0·1714	0·80	0·84225	0·5760
0·30	0·72172	0·1916	0·85	0·84509	0·6317
0·35	0·74469	0·2152	0·90	0·86697	0·6902
0·40	0·76454	0·2423	0·95	0·84801	0·7518
0.45	0·78154	0·2728	1·00	0.84834	0·8162
0·50	0·79600	0·3066	—	—	—

Diese Formel wurde jedoch erhalten unter der Annahme, daß der Draht von quadratischem Querschnitt mit unendlich dünner Isolation sei und den ganzen rechteckigen Raum $b \times d$ ausfülle. Da jedoch gewöhnlich runde Drähte mit dicker Isolation verwendet werden, die auch keineswegs den ganzen Raum ausfüllen, so sind 3 Korrektionen

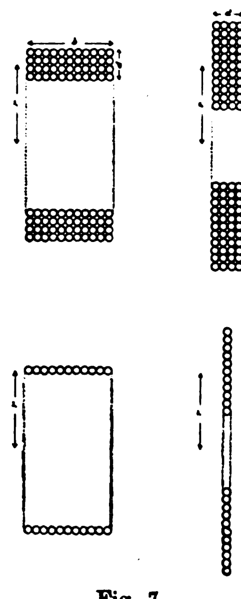


Fig. 7.

erforderlich, die aber alle additiv sind und in eine einzige Korrektion ΔL zusammengefaßt werden können, so daß die wirkliche Selbstinduktion $L + \Delta L$ ist, wo ΔL den Wert hat:

$$\Delta L = 4 \pi r n \left\{ \log_e \frac{D}{d} + 0{,}1386 + C \right\} \tag{12}$$

Dieses C in der letzten Formel wurde von Maxwell von dem konstanten Wert $-0{,}01971$ gehalten, aber Rosa zeigte (Bull. Bur. of Stand. Nr. 3 S. 37), daß C eine Funktion der Anzahl von Lagen und Windungen des Drahtes ist (s. Tabelle 3).

Tabelle 3.

Windungen	Lagen	C
2	1	0·006528
3	1	0·009045
4	2	0·016910
1	1	0·010350
8	2	0·013350
10	1	0·012760
20	1	0·013570
16	4	0·015120
100	10	0·017130
400	20 × 20	0·017640
1,000	50 × 20	0·017780
unendlich	—	0·018060

Selbstinduktion von flachen Spulen. Die Maxwell-Stefansche Formel gilt jedoch nur, wenn die Breite b oder Höhe d klein sind im Vergleich mit dem mittleren Radius r; beispielsweise für Spulen von einer Drahtlage und 10 Windungen mit dem mittleren Radius 10 cm, Windungen dicht aneinander, Durchmesser des isolierten Drahtes 5 mm, $D/d = 2 \cdot 6$. (Es folgen dann im Originale die Berechnung diverser solcher Spulen und Beschreibung bekannter Anordnungen variabler Selbstinduktion.)

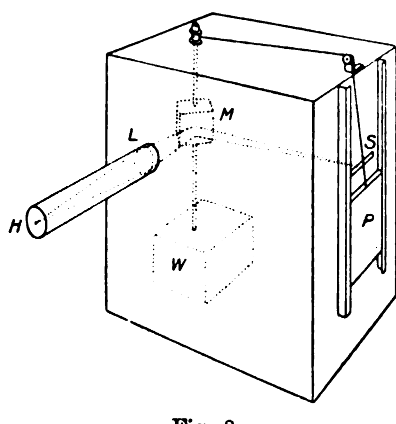


Fig. 8.

Es ergibt sich eine so gute Übereinstimmung der rechnerisch und experimentell ermittelten Werte, daß die Stefansche Formel unter gegebenen Voraussetzungen sich als praktisch brauchbar erweist.[1])

Messungen von Funkenfrequenzen. Verfasser gab schon früher in seinem bereits zitierten Buche: „Principles of Electric Wave Telegraphy" (Kap. 2 § 15 p. 157) eine Methode an, die jedoch in der

1) Ich habe hierauf nach experimenteller Prüfung schon vor 6 Jahren in meinen Büchern über drahtlose Telegraphie (Leipzig 1904, London 1906) hingewiesen. Vgl. auch die Arbeit von G. Glage im Jahrb. 2, 361, 501, 593, 1909. G. Eichhorn.

Anordnung sehr begrenzt ist. Neuerdings hat Verfasser die im folgenden beschriebene photographische Methode angegeben.

Photographische Funkenzählmethode (Fig. 8). Ein lichtdichter und innen geschwärzter Holzkasten, mit einer Tür an einer Seite, trägt vorne die Linse L, und die Objektivröhre besitzt die gewöhnliche Irisblende. Der Kasten ist 38 cm hoch, 38 cm weit und 25 cm breit. H ist ein sehr kleines Loch am Ende der geschlossenen verlängerten Objektivröhre. Ein Uhrwerk W im Innern des Kastens läßt eine vertikale Achse 18 mal pro Minute rotieren. Auf dieser Achse sitzt ein prismatisches Stück Aluminium, von welchem 4 Seiten mit Spiegeln versehen sind. Dieser kubische Spiegel M ist so angebracht, daß auf ihn ein Lichtstrahl fällt, der durch die Öffnung H und Linse gegangen ist, und er reflektiert denselben in nahezu rechtem Winkel, so daß der Strahl auf den Schlitz S (ca. 1 cm weit und 7—8 cm lang) fällt. An der Außenseite des Kastens gleitet vor dem Schlitze ein Träger P mit der photographischen Platte an den angebrachten Leisten herab. Dasselbe Uhrwerk, das den Spiegel dreht, besorgt auch das Vorbeigleiten der Platte mit der gleichen Geschwindigkeit. Wir erhalten also auf der Platte ein Bild des Funkens (der vor dem Loch H aufleuchtet) in Intervallen, die von der Funkenfrequenz abhängen. Die nachfolgende Entwicklung zeigt also Reihen von geschwärzten Stellen. Der Plattenträger hat eine markierte Stelle und eine Skala an der Seite, damit man die Zeit T bestimmen kann, die die Platte bei der Abwärtsbewegung um etwa 10 cm braucht. Es bezeichne l die Länge des Schlitzes (= 7,9 cm in der vom Verfasser benutzten Kamera) und θ den Winkel in Graden, über den der Schlitz sich auf der Spiegeloberfläche ausbreitet. Die photographische Platte bewege sich nach unten um ein Stück d pro Umdrehung des kubischen Spiegels und benötige eine Zeit T Sekunden für die Entfernung D cm, dann ist die Zeit einer Umdrehung des Spiegels $\frac{Td}{D}$ und für 1^0 also $\frac{Td}{D\,360}$ oder für einen Winkel $\theta = \frac{Td\theta}{D\,360}$. Also die Hälfte dieser Zeit oder $\frac{1}{2}\,\frac{T\cdot d\cdot\theta}{360\,D}$ ist die Zeit, die der Strahl braucht, um über den Schlitz von der Länge l zu gehen. — Hieraus ergibt sich die Zeit t, welche der Länge 1 cm auf der photographischen Platte entspricht zu $t = \frac{Td\theta}{l\cdot D\cdot 720} = CT$ Sekunden. Wenn also N Funkenbilder auf der Platte in M-Reihen vorhanden sind, so ist die durchschnittliche Zahl

per Reihe $= \frac{N}{M}$ und das Raumintervall in Zentimetern zwischen den Bildern $= \frac{WM}{N}$, wo W die Breite der Platte in Zentimetern ist.

Es ist also $\frac{WMCT}{N}$ das durchschnittliche Zeitintervall in Sekunden zwischen den Funken oder die Funkenfrequenz ist $\frac{N}{MWCT}$. In dem für den Verfasser von Herrn Dyke konstruierten Funkenzähler ist das konstante C gleich 0,00102 oder sehr nahe $^1/_{1000}$ und die Funkenfrequenz n ist gegeben durch die Formel

$$n = \frac{\text{ganze Anzahl der Funkenbilder auf der Platte}}{\text{Anzahl der Reihen der Bilder} \times 0,00102 \times 7,9}$$
$$= \frac{1,000}{8\,T} \times \frac{\text{Anzahl der Funkenbilder}}{\text{Anzahl der Reihen der Bilder}}.$$

(Verfasser beschreibt dann im Original eine Anordnung, dieses Resultat zu kontrollieren, auch gibt er eine Anzahl von photographischen Reproduktionen, die zeigen, wie verschieden die diesbezüglichen Resultate sind je nach Benutzung eines Induktors oder Transformators, Art des Unterbrechens, Länge und Beschaffenheit der Funkenstrecke u. a. m.; wir glauben auf die Wiedergabe verzichten zu können.)

Messung der Wellenlängen und des Dekrements. Verfasser rekurriert auf seinen bekannten Wellenmesser, den er Cymometer[1]) nennt (und der nur eine leichte Abänderung des zuerst von der Telefunken-Gesellschaft benutzten Wellenmessers ist). Eigentlich ist es bekanntlich ein Frequenzmesser und die Frequenz n ergibt sich aus der Formel:

$$n = \frac{5,033 \cdot 10^6}{\sqrt{CL}} \tag{14}$$

und hieraus die Wellenlänge

$$\lambda = 57,6 \cdot \sqrt{CL} \text{ Meter} \tag{15}$$

wobei die Kapazität C in Mikrofarads und die Selbstinduktion L in Zentimetern gemessen wird.

Soll der Cymometer im Empfänger benutzt werden, so verwendet Verfasser vorzugsweise den Molybdänglanzkupfer-Gleichrichter nach Prof. G. W. Pierce als Detektor. Die dadurch gleichgerichteten Wellen-

1) Vgl. auch Jahrb. 1, 74, 1908.

züge erregen ein Telephon von hohem Widerstand (1000 Ohm) im Nebenschluß zu den Kondensatorklemmen des Cymometers. Die Länge der ankommenden Wellen kann dann an einer Skala abgelesen werden, nachdem der Wellenmesserkreis so lange adjustiert wurde bis maximale Tonstärke im Telephon eintrat.

Das Cymometer kann auch zur Bestimmung des logarithmischen Dekrements im Sender und Empfänger dienen. Es wird zunächst eine Resonanzkurve aufgenommen, wobei als Ordinaten die Werte der mittleren quadratischen Stromstärke (I^2) im Cymometerkreis dienen, entsprechend den verschiedenen Werten der Eigenfrequenz (n) dieses Kreises für verschiedene C und L innerhalb der Grenzen, daß n gegen die Resonanzfrequenz N nicht mehr als $5\,^0/_0$ differiert (Werte von n als Abszissen). Entspricht I_r^2 dem maximalen Resonanzstrome im Cymometerkreis, ist ferner δ_2 das Dekrement der halben Periode dieses Kreises und δ_1 das Dekrement der Schwingungen in der Antenne, so haben wir durch Benutzung einer Formel von Bjerknes[1]):

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi\left(1 - \frac{n}{N}\right)\sqrt{\frac{I^2}{I_r^2 - I^2}} \tag{16}$$

Wir können die Rechnung abkürzen, indem wir einen einzigen Wert von n auswählen, so daß $1 - \frac{n}{N} = 0{,}05$ oder $n = \frac{95\,N}{100}$ und den Wert von I^2 entsprechend diesem Werte von n bestimmen.

Es ist ferner:

$$\delta_2 = \frac{R'}{4\,\pi\,L'} \quad \text{oder} \quad = \frac{C}{n} \tag{17}$$

wenn C eine experimentell zu bestimmende Konstante des Cymometers ist.

Es ist also

$$\delta_1 = \frac{\pi}{20}\sqrt{\frac{1}{A^2 - 1}} - \frac{C}{n} \tag{18}$$

wo A^2 das Verhältnis des mittleren Quadrates des Resonanzstromes zu dem Strome ist, der der Frequenz n im Cymometer entspricht.

Eine andere Methode besteht darin, das Cymometer mit dem Kreise zu verbinden, dessen Dekrement bestimmt werden soll; man stellt auf Resonanz ein und die Skalaablesung sei W. Nun ändert

---

1) Fleming, „The Principles of Electric Wave Telegraphy", Kapitel 3 § 13.

man die Einstellung nach oben und unten, so daß die mittleren Werte von I^2 halb so groß werden wie I_r^2 ($I^2 = {}^1/_2 I_r^2$). Dann ist:

$$\sqrt{\frac{I^2}{I_r^2 - I^2}} = 1.$$

Wenn w_1 und w_2 die Wellenlängenablesungen oberhalb und unterhalb W sind, so haben wir wieder:

$$1 - \frac{n}{N} = \frac{w_2 - w_1}{2W} \tag{19}$$

und hieraus:

$$\delta_1 = \frac{\pi}{2} \frac{w_2 - w_1}{W} - C' W \tag{20}$$

wo $C' = \frac{R'}{L'} \frac{1}{12 \cdot 10^8}$, wenn W in Metern gemessen ist. $\frac{R'}{L'}$ kann experimentell bestimmt werden.

Für den Sender besitzen diese Methoden keinerlei Schwierigkeiten, wohl aber für den Empfänger. Man kann für letzteren wie folgt verfahren. Die Empfängeranordnung muß bestehen aus einer Spule von veränderlicher Selbstinduktion und in Serie mit ihr aus einer Spule, die die Primäre des Schwingungstransformators bildet, dessen Sekundärkreis beweglich sein muß, um den Koppelungsgrad zu verändern. Im Sekundärkreise haben wir einen variablen Kondensator mit dem vorher erwähnten Detektor und Telephon.

Zunächst bestimmt man das Verhältnis der mittleren Quadratwerte der Resonanzströme im Sekundärkreise bei verschiedenen Koppelungsgraden. Dies geschieht, indem konstante Schwingungen durch den Primärkreis gesandt werden und durch Benutzung eines Hitzdrahtstrommessers von geringem Widerstand im Sekundärkreise oder eines Galvanometers von hohem Widerstand an Stelle des Telephons in Serie mit dem Gleichrichter. In Wirklichkeit bestimmt man dadurch den Wert des Quadrates der Koppelung $\left(\frac{M^2 L}{N}\right)$ für die beiden Kreise des Empfangstransformators. Hierauf legen wir das Telephon wieder in den Detektorkreis und adjustieren den Empfänger auf die Wellen, deren Dekrement gemessen werden soll. Die Koppelung wird dann so lose gemacht, daß der Ton im Telephon gerade verschwindet. Der mittlere quadratische Stromwert im Sekundärkreise sei dann I_r^2. Man ändert hierauf die Abstimmung durch Veränderung der Kapazität im Sekundärkreise bis auf eine Differenz von $5\,^0/_0$ gegen die Resonanz-

frequenz. Dann wird die Koppelung wieder fester gemacht bis der Ton im Telephon wieder gerade hörbar wird. Es sei hierfür der mittlere quadratische Stromwert im Sekundärkreise gleich I_1^2 und derjenige, welcher der gleichen Koppelung entspricht wie der Resonanzstrom I_r, sei I^2. Wir können dann $I_r^2 = I_1^2$ setzen und vorher hatten wir das Verhältnis von I_1^2 zu I^2 bestimmt. Wenn A^2 das Verhältnis der beiden Koppelungsgrade ist, so haben wir

$$\frac{I_r^2}{I^2} = A^2 = \frac{I_1^2}{I^2}$$

und das Dekrement der Schwingungen in der Empfangsantenne wiederum nach Formel (18):

$$\delta_1 = \frac{\pi}{20}\sqrt{\frac{1}{A^2 - 1}} - \delta_2 \tag{21}$$

Zur Bestimmung von δ_2 müssen in ähnlicher Weise eine Reihe von Ablesungen gemacht werden, indem das Dekrement des Sekundärkreises künstlich vergrößert wird durch Einschaltung eines feinen Drahtes von hohem Widerstande r, so daß das zusätzliche Dekrement $\delta_2' = \frac{r}{4\pi L'}$. Wir erhalten dann eine zweite Gleichung:

$$\delta_1 = \frac{\pi}{20}\sqrt{\frac{1}{A^2 - 1}} - \delta_2 - \delta_2' \tag{22}$$

Aus (21) und (22) ergibt sich dann δ_1.

Diese Operation wird vereinfacht in den Fällen, wo der Strom in der Empfängerantenne groß genug ist direkt ein empfindliches thermisches Mikroamperemeter, z. B. nach Duddell, zu beeinflussen; es besteht dann keine Schwierigkeit $\frac{I_r}{I^2}$ zu messen.

Wirkungsgrad des Senders. Verfasser versteht darunter das Verhältnis der in Form von langen Wellen von der Antenne ausgestrahlten Energie in Watts zu der mittleren Energie, welche dem Transformator oder Induktor zugeführt wird. Für den Fall einer induktiv gekoppelten Antenne mit einem Funken-Schwingungskreise, der durch einen Wechselstromtransformator gespeist wird, haben wir folgende Quellen für Energieverluste: Im Transformator die gewöhnlichen Eisen- und Kupferverluste; die ihm zugeführte Energie ist durch einen Wattmeter zu messen. Im Kondensatorkreise haben wir Kupferverluste infolge Hochfrequenzwiderstand und Energieverluste in der

Funkenstrecke infolge Funkenwiderstand, Licht, Wärme, Schall. Mit bekannten Bezeichnungen gibt $\frac{N C V^2}{2}$ die Energie des Kondensatorkreises.

Das Dekrement δ_1 muß gleich sein $\frac{R'}{4 n L'}$, wo jetzt R' den Gesamthochfrequenzwiderstand des Kreises bedeutet inklusive demjenigen des Funkens; auch eventuelle Energieverluste im Dielektrikum sind hierin einbegriffen, da sie einem zusätzlichen Widerstand äquivalent sind. Wir erhalten demnach für den Energieverlust im Kondensatorkreise:

$$I_1^2 R' = I_1^2 4 n L' \delta_1 \tag{23}$$

wo I_1^2 den mittleren quadratischen Wert der Strömung im Kreise bedeutet.

Andererseits, wenn wir den Hochfrequenzwiderstand der Antenne und den Strom in ihr an verschiedenen Stellen messen, können wir den totalen Energieverlust finden.

Wenn die Strömung in der Antenne sinusförmig ist und an ihrem unteren Ende den quadratischen Wert I_2^2 hat, dann ist ihr mittlerer Durchschnittswert $^1/_2 I_2^2$, und wenn R_2' der Hochfrequenzwiderstand der Antenne ist, dann bedeutet $^1/_2 I_2^2 R'$ den durch Widerstand verursachten Energieverlust. Hierbei sind alle Größen in absolute Maßeinheiten genommen. Messen wir dagegen den Strom in Ampere, die Kapazität in Mikrofarads, das Potential in Volt, die Selbstinduktion in Zentimeter, Schwingungskonstanten in $\sqrt{\text{Mikrofarads} \times \text{Zentimeter}}$, und den Hochfrequenzwiderstand in Ohm, so kann die Energiegleichung in folgender Form geschrieben werden:

$$\frac{N}{2} \frac{C_1 V_1^2}{10^6} - \frac{O_1}{50} \frac{A_1^2 \delta_1}{C_1} - \frac{A_2}{2} R_2' = W \tag{24}$$

Wo:

W = Strahlung von der Antenne in Watts,
N = Zahl der Funkenentladungen pro Sekunde,
C_1 = Primärkapazität in Mikrofarads,
V_1 = Mittleres Funkenpotential in Volt,
A_1 = Kondensatorstrom,
δ_1 = Mittleres Dekrement des Kondensatorkreises,
O_1 = Schwingungskonstante des Systems,
A_2 = Antennenstrom am geerdeten Ende,
R_2' = Hochfrequenzwiderstand der Antenne.

In der vorstehenden Formel nehmen wir an, daß der Energieverlust in der Erdplatte hinreichend klein ist, um vernachlässigt zu werden; wenn nicht, dann muß ein entsprechender Ausdruck dafür eingeführt werden.

Ist P die dem Transformator zugeführte Energie, so ist also $\frac{W}{P}$ der Wirkungsgrad. (Verfasser gibt dann experimentelle Daten, auf deren Wiedergabe wir glauben verzichten zu können; wir verweisen auf das Original sowie auf Angaben in der in Vorbereitung befindlichen 2. Auflage von Verfassers „The Principles of Electric Wave Telegraphy and Telephony".)

Es interessiert uns schließlich noch der Empfangswirkungsgrad bzw. welcher Bruchteil der ausgestrahlten Energie im Empfänger zur Wirkung gebracht wird. Untersuchungen dieser Art enthält z. B. Prof. Tissots interessante Schrift: „Étude de la Résonance des Systèms d'Antennes dans la Télégraphie sans fils". In einem der dort angegebenen Fälle betrug die aufgenommene Energie nur $^1/_{600}\,^0/_0$ der vom Sender ausgestrahlten Energie und da letztere nur 5 bis höchstens $10\,^0/_0$ der primären Transformatorenergie betrug, so ist also der Gesamtwirkungsgrad sehr klein.

Hier muß jedoch ein wichtiger Punkt beachtet werden, auf den Prof. Tissot nicht hingewiesen hat. Die von der Antenne ausgestrahlte Energie ist nämlich nicht gleich in allen Richtungen. Hertz zeigte, wenn ein kleiner linearer Oszillator von dem elektrischen Moment φ im Zentrum einer Kugel vom Radius r, der groß ist im Vergleich zur Länge des Oszillators, aufgestellt ist, und man die Kugel durch Breitegrade in Zonen teilt, daß dann die Energie per Periode durch eine Zone von der Breite $d\theta$ und der Polardistanz θ gleich ist $\frac{4\varphi^2\pi^4}{\lambda^3}\sin^3\theta\, d\theta$, wo λ die Wellenlänge bedeutet. Die Fläche der Zone ist $2\pi r^2 \sin\theta\, d\theta$, also die Energiedichte über dieser Zone $\frac{2\varphi^2\pi^3}{r^2\lambda^3}\sin^2\theta$. Die Strahlung variiert also mit dem Kubus des Sinus der Polardistanz, dagegen die Strahlungsdichte mit dem Quadrate. Es läßt sich dann leicht zeigen, daß die horizontale Strahlungsdichte längs der Äquatorialebene 1,5 mal die mittlere sphärische Strahlungsdichte beträgt. Zeichnen wir also gemäß Fig. 9 eine Kurve[1]), deren Polarkurve $r = C\sin^3\theta$ ist, so werden

---

1) Eine Kurve dieser Art wurde zuerst von Prof. A. Blondel angegeben.

ihre Radienvektoren die Strahlung in den verschiedenen Höhen darstellen. Es ist also eine sehr vorteilhafte Eigenschaft der vertikalen Antenne, daß sie in dieser Weise hauptsächlich längs der Erde strahlt und nicht in die Höhe. Wenn wir also den Bruchteil der emittierten Strahlung

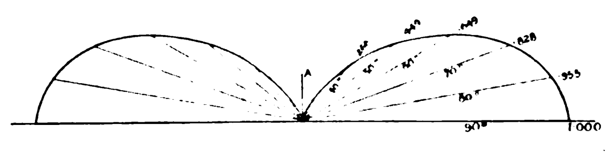


Fig. 9.

schätzen wollen, der im Empfänger aufgefangen wird, so müssen wir die mittlere horizontale (und nicht die mittlere sphärische) Strahlungsdichte in Rechnung ziehen.

(Auszugsweise Wiedergabe nach dem englichen Original von G. Eichhorn.)

(Eingesandt 1. Februar 1910.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Die Entwickelung der Apparatur in der drahtlosen Telegraphie.

Von **Dr. Eugen Nesper.**

(Fortsetzung.)

C. Koppelungsvorrichtungen.

Unter Koppelungsvorrichtung wird jede Einrichtung verstanden, durch welche Energie von einem schwingenden System auf ein anderes System derart übertragen wird, daß letzteres gleichfalls zu Schwingungen angeregt wird.

Es kann daher als Koppelungsvorrichtung jeder Apparat dienen, welcher ermöglicht, daß elektromagnetische oder elektrische Kraftlinien übertragen werden, daher kann die Koppelung sein:

a) magnetisch, bzw. elektromagnetisch,
b) elektrisch, elektrostatisch, kapazitativ,
c) galvanisch, konduktiv [praktisch meist zusammen mit a) auftretend].

Dem Wesen nach sind die Koppelungen miteinander identisch, in der Ausführung weichen sie voneinander ab.

Die oben angeführten Unterabteilungen der Koppelungen sind in diesem Jahrbuch Bd. I Heft 3 S. 341 ff. dargestellt. Die verschiedensten Kombinationen für Sender und Empfänger dieser Koppelungsanordnungen sind von John Stone Stone in seinen amerikanischen Patenten

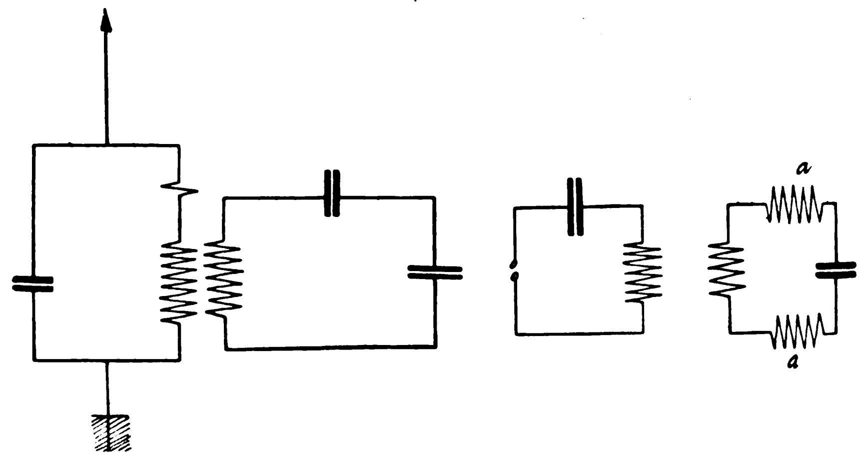


Fig. 1.

Nr. 714831 (vom 2. Dezember 1902), Nr. 767994 (vom 13. Februar 1904) die Vorrichtung schützend, Nr. 767995 (vom 13. Februar 1904) die Methode schützend und Nr. 768004 (vom 11. April 1904) spezielle Senderschaltungen schützend, wiedergegeben.

Bemerkenswert ist, daß in diesen Patenten auch schon der Begriff der festen und losen Koppelung klar zum Ausdruck gelangt.

In Fig. 1 sind einige typische Beispiele für feste und lose magnetische, bzw. elektromagnetische Koppelung wiedergegeben. Je näher die Spulen, die aufeinander induzieren, zueinander aufgestellt sind und je größer die gemeinsame Kraftlinienzahl ist, um so fester ist die Koppelung. Durch Einschaltung der Spulen *a* wird die Koppelung entsprechend loser.

Fig. 2 gibt verschiedene elektrische Koppelungen wieder. Die

Koppelung erfolgt hierbei durch die elektrischen Kraftlinien der Kondensatoren. Sind diese groß, ist also der Wechselstromwiderstand des kapazitativen Übertragungsmittels klein, ist die Koppelung fest.

Fig. 2*a* ist z. B. eine sehr feste Koppelung von *I* und *II*, Fig. 2*c* eine sehr lose, wenn der Kondensator *m* elektrisch klein ist.

Das Kennzeichen der galvanischen (direkten) Koppelungen (Fig. 3) ist, daß zwei oder mehrere Systeme stets gemeinsame Anschlußelemente haben, von denen sie abgezweigt sind, wobei diese Elemente keine schwingungsfähige oder schwingungenbegünstigende Vorrichtungen, wie Kapazitäten oder Induktanzen, zu sein brauchen, sondern auch geeignete

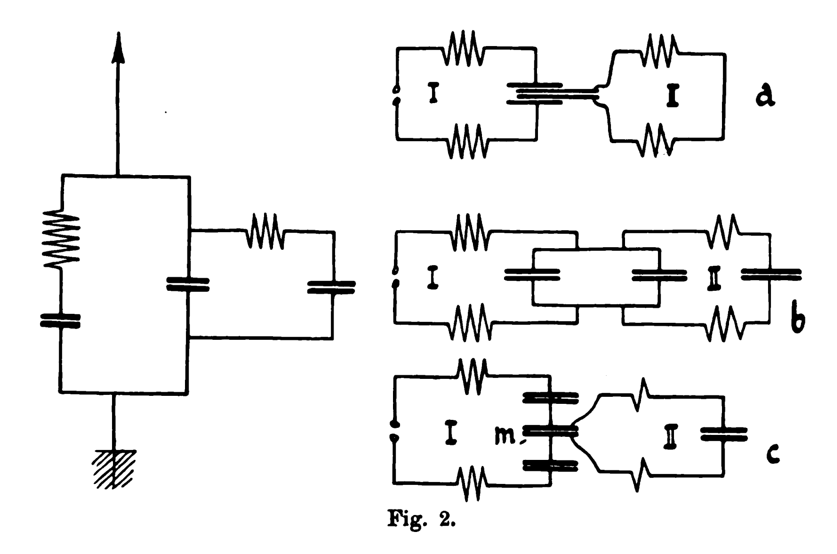


Fig. 2.

Widerstände o. dgl. sein können. In Fig. 3 ist *n* z. B. ein hoher elektrolytischer oder induktions- und kapazitätsloser Widerstand.

In der drahtlosen Praxis wird allerdings kaum der Fall vorkommen, daß die galvanische oder direkte Koppelung ohne die magnetische Koppelung auftritt.

Entsprechend dem jeweiligen Anwendungszweck und den angestrebten Forderungen sind die Ausführungen der Koppelungsvorrichtungen, welche fast ausschließlich die magnetischen Kraftlinien ausnutzen, verschieden. Auch spielt es eine wesentliche Rolle, wieviele Systeme miteinander gekoppelt werden sollen und ob die einzelnen Systeme möglichst schwach gedämpft oder aperiodisch beschaffen sein sollen.

Die ersten Koppelungsvorrichtungen in Gestalt der „jigger trans-

formers" rühren von Marconi her. Der Zweck war, am Empfänger für das bessere Ansprechen des Fritters die Potentialdifferenz zu steigern. Der Marconische Jigger in der Ausführung ist sehr klein und besteht im wesentlichen aus einem Zylinder aus Isoliermaterial, auf welchen zwei oder mehrere Lagen dünnen Drahtes in eigenartiger Weise aufgewickelt sind, im wesentlichen so, daß eine Lage gleichen oder dickeren Drahtes in den Luftleiter eingeschaltet wird, während sich darüber mehrere Lagen dünneren Drahtes mit oder ohne zwischengeschaltete Kondensatoren befinden. Es scheint, als ob es schon bei diesen Jiggern aus dem Jahre 1897/98 Marconi gelungen ist, sowohl

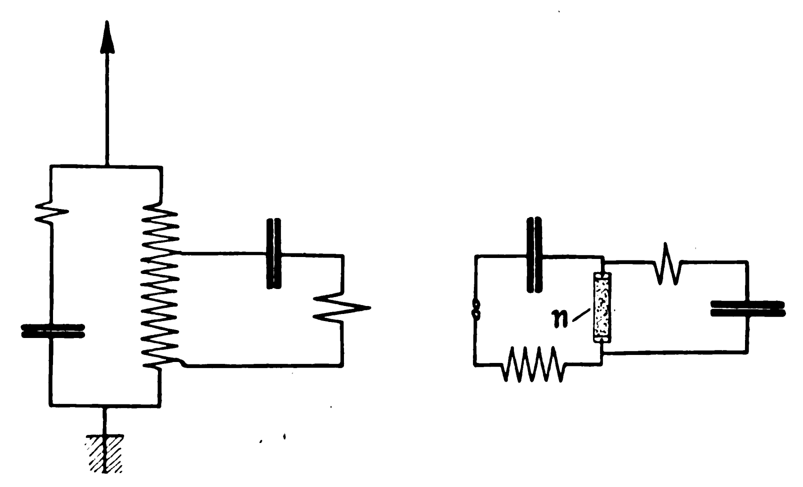


Fig. 3.

hinsichtlich der Energieausnutzung, als auch der auftretenden Wirbelströme günstigste Dimensionen zu finden.

Das Wickelungsschema eines derartigen Jiggers gibt Fig. 4 wieder. Die Abmessungen sind ungefähr folgende: Länge des Glasrohrs $a = 4$ cm, Durchmesser $= 0,9$ cm; Durchmesser des Primär- und Sekundärdrahtes (mit Seide doppelt umsponnener Kupferdraht) $= 1,1$ mm.

Bei anderen Jiggerkonstruktionen Marconis besteht die Primärspule aus mehreren Lagen. Die Sekundärspulen waren sämtlich in Serie geschaltet oder entweder mit gleichbleibendem oder mit entgegengesetzt gerichtetem Wickelungssinn. Später (1899) hat Marconi die sekundäre Wicklung geteilt und einen Kondensator an der Teilstelle eingeschaltet. Er hatte damit den geschlossenen Schwingungskreis.

Die von Lodge-Muirhead angewandten Koppelungstransformatoren waren durchweg aus starkem Draht oder aus Metallrohr hergestellt.

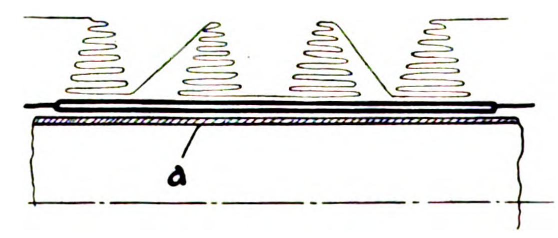


Fig. 4.

Einen Koppelungstransformator für Teslaversuche nnd drahtlose Telegraphie von Schall in London gibt Fig. 5 wieder. Die Sekundärspule ist fest angeordnet, die primäre Spule ist mittels einer Schlittenvorrichtung beweglich. Innerhalb kleiner Grenzen ist eine Verände-

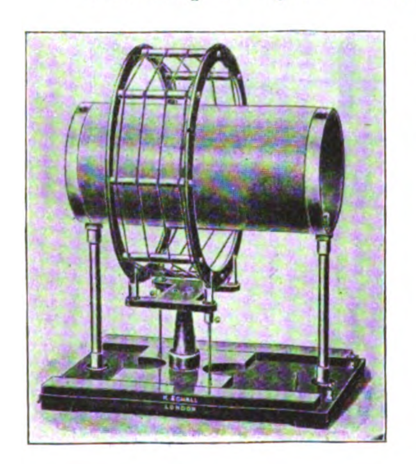


Fig. 5.

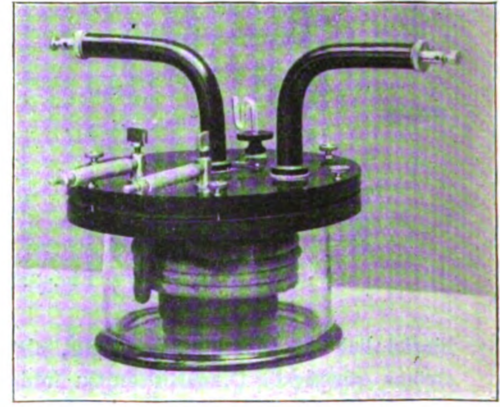


Fig. 6.

rung der Koppelung mit diesem Apparat, der auch für kleine Senderenergiemengen Anwendung finden kann, möglich.

Koppelungsvorrichtungen in größeren Abmessungen wurden von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, System Prof. Braun und Siemens & Halske angewendet. Der Sendertransformator (Fig. 6) bestand aus einem Glasgefäß, welches oben durch einen Hartgummideckel verschlossen war. Im Inneren des Glasgefäßes waren konzen-

trisch zueinander die aus starkem Draht hergestellte Primärspule und die aus schwächerem Draht gewickelte Sekundärspule größerer Windungszahl befestigt. Da in letzterer Spule höhere Spannungen auftraten, war das Glasinnere mit Öl gefüllt und es waren ferner die herausgeführten Enden besonders gut isoliert.

Um sich von der Dimensionierung dieses Transformators ein Bild zu machen, sei bemerkt, daß die Primärwickelung zusammen mit dem Primärkondensator etwa den vierfachen Wellenlängenbetrag der Grundschwingung lieferten.

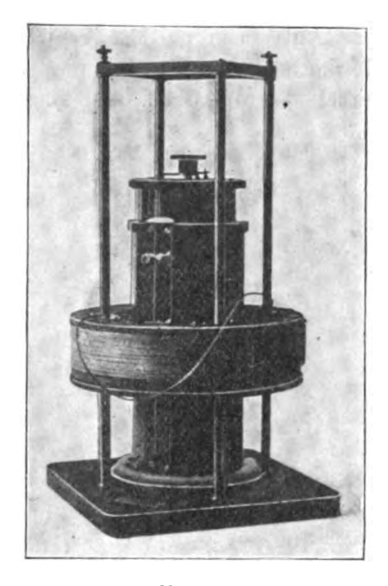


Fig. 7.

Auch beim Empfänger wandte die Braungesellschaft Transformatoren an, wobei jedoch die Ölisolation fortfiel und nur mehrere aus dünnerem Draht aufeinandergesetzte scheibenförmige Zylinderspulen Anwendung fanden. Gerade die letztere Type der Empfangstransformatoren wurde durch die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie System Telefunken später (1904) wesentlich abgeändert, indem hierbei auf eine geringere Dämpfung und größere Variabilität der Koppelung besonderer Wert gelegt wurde.

Eine Empfängerkoppelung jener Zeit gibt Fig. 7 wieder.

Auf einer Hartgummiplatte ist eine innere Spule mit Abzweigklemmen montiert. Konzentrisch zu dieser und an vier Stäben zylindrischer Gestalt ist die äußere Spule in der Höhenlage beliebig einstellbar angeordnet, wodurch die Koppelung innerhalb weiter Grenzen variierbar war. Außerdem war die äußere Spule unterteilt ausgeführt und es waren die jeweiligen Unterteilungsenden an Stöpselkontakte geführt, so daß verschieden große Spulenbeträge eingeschaltet werden konnten. Letzteres hat allerdings den Nachteil, daß nicht eingeschaltete Spulenenden mehr oder weniger mitschwingen konnten und Energie verzehrten. Eine extrem feste oder lose Koppelung war ferner mit der Einrichtung nach Fig. 7 nicht erreichbar.

Neben diesen Empfangstransformatoren waren damals noch andere

Konstruktionen im Gebrauch, bei denen mittels Kontaktschiebern verschieden große Windungszahlen eingeschaltet werden konnten und bei denen für die einzelnen Wellenlängenbereiche (50—200 m, 200—600 m, 600—3000 m) verschieden große Koppelungstransformatoren benutzt wurden.

Eine größere Variabilität der Koppelungsgrenzen sollte durch den sog. Klapptransformator der Telefunkengesellschaft bewirkt werden (s. Fig. 8).

Auf einem pultförmigen Aufsatz, bestehend aus einem dreieckigen Holzkasten mit Hartgummiplatte, welcher einen Drehplattenkondensator enthält — die Skala und Einstellvorrichtung des Kondensators sind

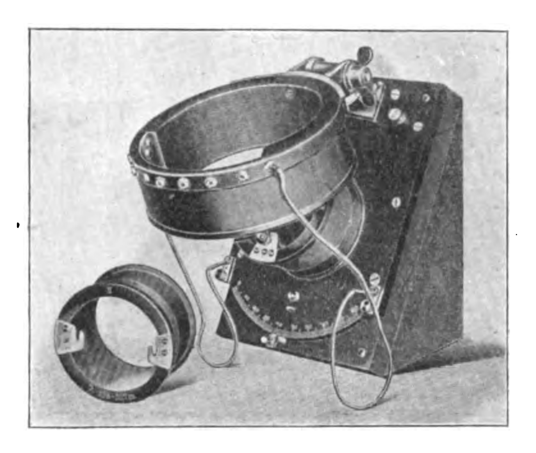


Fig. 8.

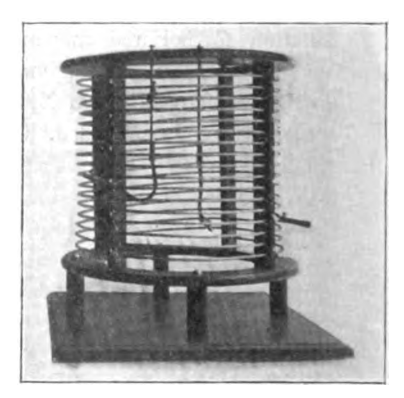
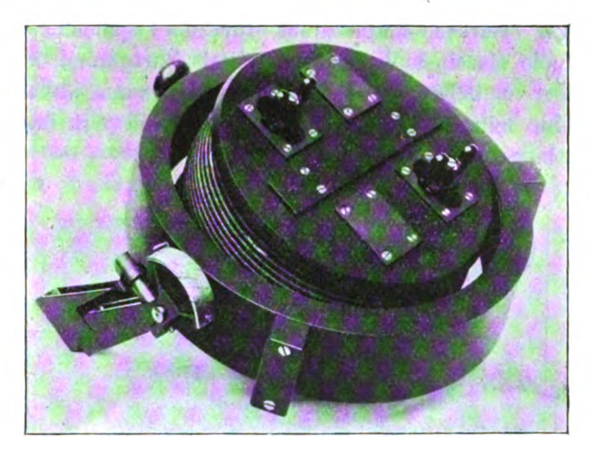


Fig. 9.

unterhalb der Spule in Fig. 8 sichtbar — ist eine leicht auswechselbare kleinere Spule, sowie konzentrisch zu dieser eine klappbare größere Spule befestigt. Die erstere (kleinere) Spule bildet zusammen mit dem erwähnten Kondensator den Sekundärkreis, mit welchem der Fritter verbunden wird. Wird an diesen an Stelle des Fritters eine elektrolytische Zelle angeschlossen, so sind die elektrischen Größen etwas voneinander verschieden. Die verschiedenen Wellenlängen werden, abgesehen vom Drehplattenkondensator, dadurch erreicht, daß die innere kleinere Spule gegen andere von ihr verschieden große Spulen austauschbar ist. Die zweite (größere) klappbare Spule gehört dem Primärsystem (Antenne) an und es können entsprechend den jeweiligen Stöpselungen verschieden große Induktanzbeträge dieser Spule eingeschaltet werden.

Die Koppelung wird dadurch verändert, daß nach Lockerung der Flügelmutter die größere Spule mehr oder weniger gedreht wird. Die Fixierung der Einstellung erfolgt durch Festschrauben der Flügelmutter.



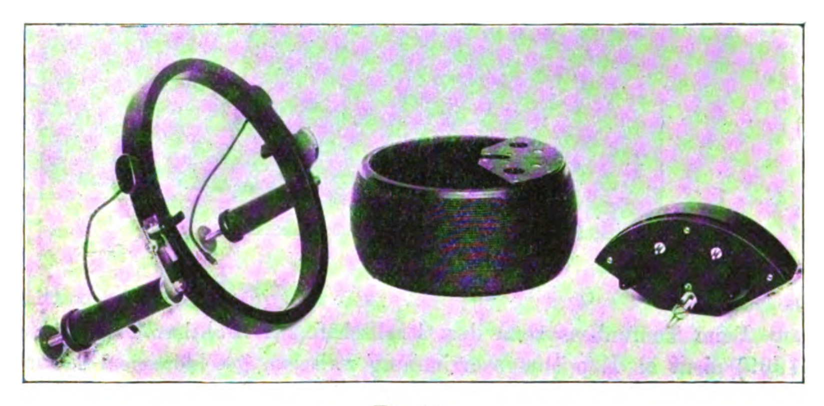


Fig. 10.

Wesentliche Nachteile des Klapptransformators sind die inhomogene Ausbildung des resultierenden Feldes, daher schädliche Kraftlinienverzerrungen und Energieverluste und die Unmöglichkeit, eine sehr lose Koppelung auszuführen, da eine weitere Drehung der äußeren Spule als um ca. 160° nicht möglich ist und die Felder dann noch sehr benachbart sind.

Koppelungseinrichtungen für Sender sind in verschiedenster Weise

hergestellt worden. Meist handelte es sich um galvanische Koppelung und es war alsdann nur eine Spule erforderlich, bei welcher einige Windungen dem Erregersystem und Luftleiter gemeinsam waren.

Es genügt in solchen Fällen meist Kupferrohr oder bei kleineren Energiemengen starken Kupferdraht für die Spulenherstellung zu wählen und die einzelnen Windungen mittels Hartgummistäben (Fig. 9) gegeneinander zu halten. Die Stromabnahme kann alsdann in einfachster Weise mittels Klemmvorrichtungen nach Art der Leitungszangen und biegsamen Litzen erfolgen.

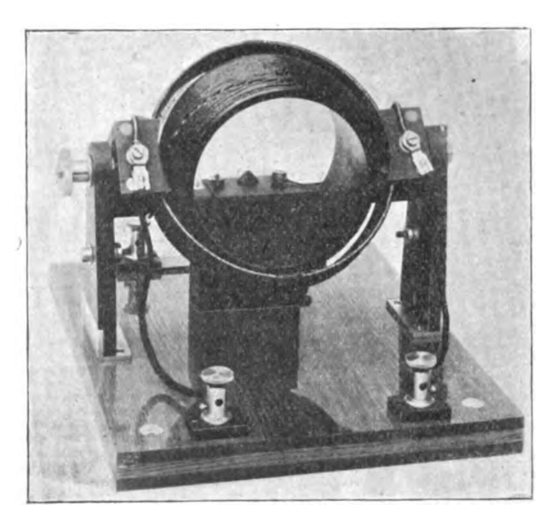


Fig. 11.

Beim Tonfunkensystem der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (1909) dient als Koppelungsvorrichtung zwischen geschlossenem Schwebungserregerkreis und Antenne das Rendahlsche Variometer, wobei die Schaltung so getroffen ist, daß bei Konstanthaltung der Kapazität des Schwebungserregerkreises durch Drehung der Variometerspulen gegeneinander eine kontinuierliche Variation der Koppelung bewirkt wird.

Bei den kontinuierlichen nachgelieferten Lichtbogenschwingungen des Poulsensystems mußte von vornherein auf eine möglichst geringe Dämpfung der Koppelungsvorrichtungen geachtet werden, da sonst die Verluste zu hoch stiegen und die Erwärmung eine unzulässig große wurde.

Fig. 10 zeigt die Einzelteile einer der ersten Koppelungsvorrich-

tungen für Poulsenschwingungen, die hergestellt wurden. Das rechts befindliche Hartgummistück mit Anschlußkontakten dient zur Anstöpselung der in der Mitte dargestellten starkdrähtigen Primärspule, deren Wickelfläche Kugelgestalt besitzt. Um diese ist die drehbare Zylinderspule mit schwachgewölbter Innenfläche derart beweglich angeordnet, daß eine Drehung der Spulen und damit der Felder um fast 180° möglich ist. Die Drehung der beweglichen Spule wird an einer Skala abgelesen, wodurch man ein relatives Maß hat.

Eine etwas andere Konstruktion zeigt Fig. 11. Hierbei ist die äußere Spule freitragend gewickelt, zu welchem Zweck diese aus

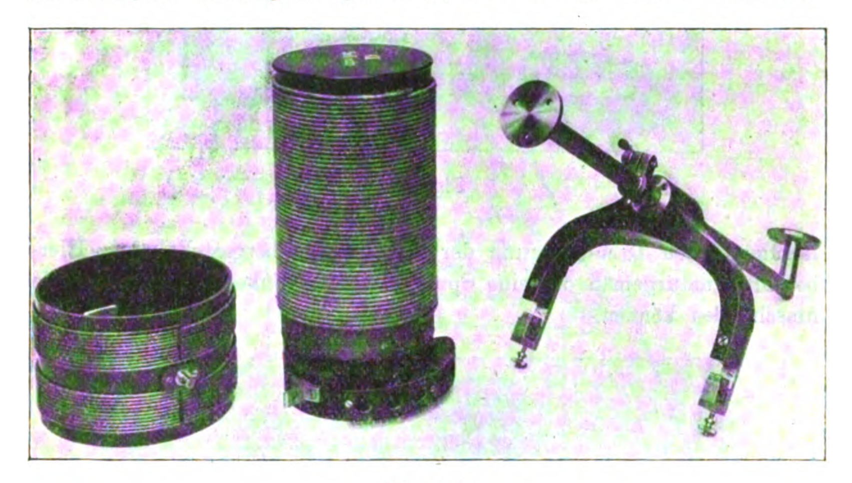


Fig. 12.

stärkerem Draht hergestellt ist. Die innere Spule ist leicht gegen Spulen größerer oder kleinerer Induktanz austauschbar und zeigt eine Stufenwickelung, welche von Seibt herrührt (1903). Hauptzweck dieser Stufenwickelung ist, Windungen möglichst kleiner Spannungsdifferenz nebeneinander zu haben und doch eine tunlichst große Induktanz zu erzielen. Hinsichtlich der Dämpfung ist eine derartige mehrlagige Spule selbstverständlich ungünstiger als eine einlagige Zylinderspule.

Der Forderung, die loseste Koppelung bis zur festesten Koppelung kontinuierlich mit einem Apparat herzustellen, leistet der Apparat nach Fig. 12 von C. Lorenz Aktiengesellschaft und O. Scheller Genüge. Es sind hierbei zwei Spulen zu einem Ganzen derart vereinigt, daß sie mittels zweier Bewegungseinrichtungen in fast jede beliebige

gegenseitige Lage gebracht werden können, indem zunächst mittels der einen Bewegungsvorrichtung (Verschiebung auf der Zylinderachse) eine ungefähre Einstellung der Koppelung und darauf eine feine Einregu-

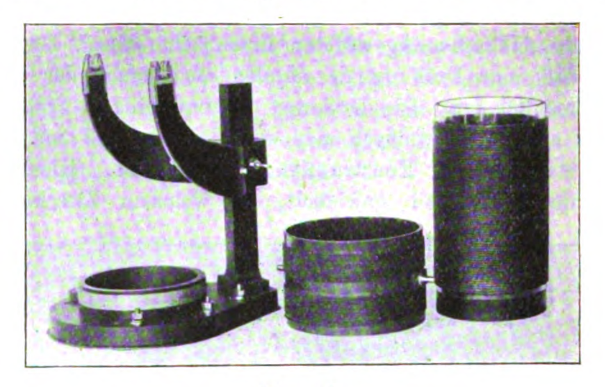


Fig. 13.

lierung (durch Drehbewegung der linken Spule) hergestellt wird. Hierbei muß naturgemäß die eine Spule, z. B. die linke, die andere Spule umschließen können.

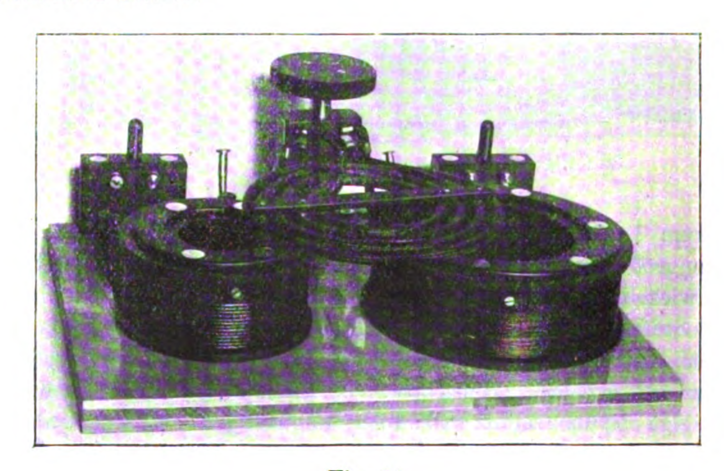


Fig. 14.

Die Ausführung kann so getroffen sein, daß die eine z. B. auf Pappe oder Preßspan gewickelte (mittlere) Spule fest angeordnet ist, daß sich getrennt von dieser eine zylinderische Führung befindet, auf

welcher ein Hartgummibügel leicht verschiebbar ist, dessen auslaufende Teile mit Messerkontakten versehen sind, in denen die linke Spule mit größerem Durchmesser drehbar und auswechselbar ist. Es gelingt auf diese Weise innerhalb gewisser Grenzen die linke Spule beliebig über

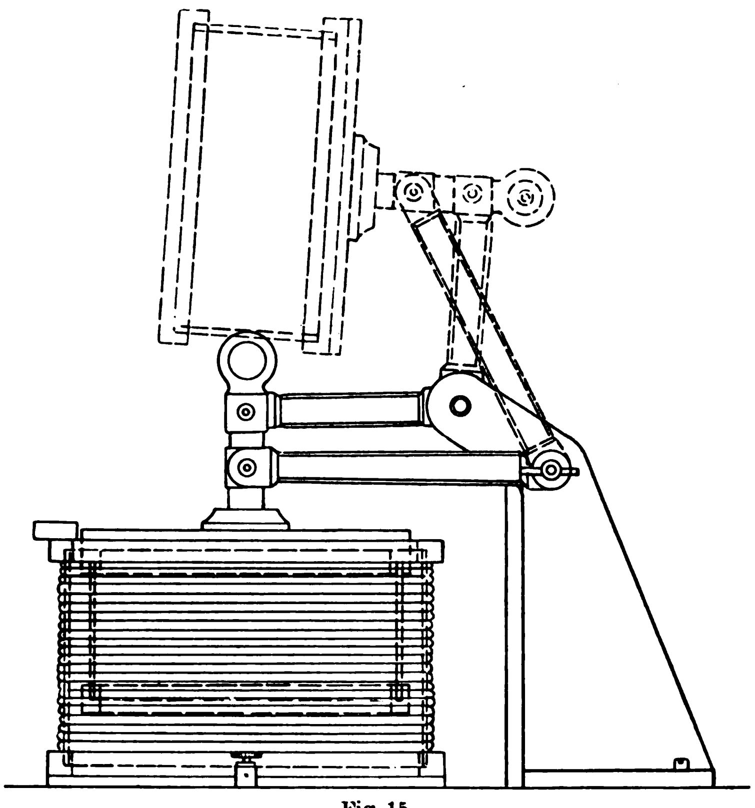


Fig. 15.

die andere Spule zu schieben oder von dieser zu entfernen und die feine Einregulierung durch Drehung der äußeren Spule herbeizuführen.

Der Nachteil dieser Koppelungseinrichtung ist aber der verhältnismäßig große Raumbedarf.

Dieser Nachteil wird bei der Koppelungsanordnung nach Fig. 13 im großen und ganzen vermieden, da die Dimensionen der Spulen selbst kleiner gewählt sind und der Koppelungsbereich nicht so groß ist.

Es sind bei der Konstruktion nach Fig. 13 sämtliche in der Spulennähe befindliche Teile aus Isoliermaterial hergestellt, da es sich herausgestellt hat, daß in die Spulennachbarschaft gebrachte Metallteile beim Arbeiten mit kontinuierlichen Schwingungen stark energieverzehrend und dämpfend wirken können.

Eine Koppelungsvorrichtung, bei welcher weniger auf günstigste elektrische Verhältnisse, als vielmehr auf Raumersparnis Rücksicht genommen ist, zeigt Fig. 14. Auf einer Holzplatte sind nebeneinander zwei Spulensätze angebracht. Zwischen diesen und mittels eines Handgriffs drehbar befindet sich eine aus mehreren spiralförmigen Win-

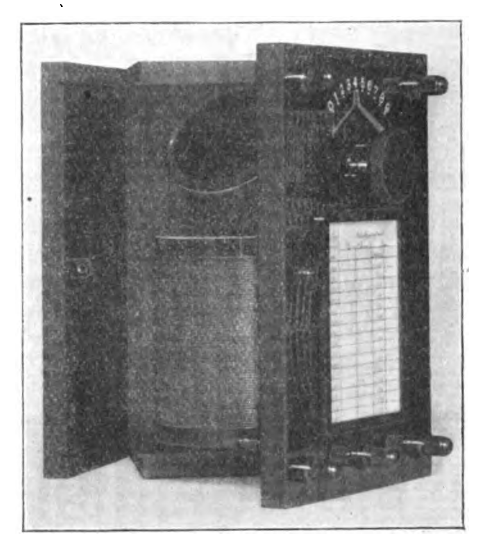


Fig. 16.

dungen gebildete Koppelungsspule, die nach Wahl dem linken oder rechten Spulensystem entsprechend genähert oder entfernt werden kann, je nachdem das eine oder andere System eingeschaltet ist.

Eine fast allen Anforderungen hinsichtlich der Kleinheit der Dämpfung und geringer Raumbeanspruchung Genüge leistende Koppelungsvorrichtung der C. Lorenz Aktiengesellschaft stellt Fig. 15 dar.

Die Vorrichtung besteht nach dem Vorschlage von Adelmann darin, daß, um eine stetig veränderliche Koppelung zu erreichen, eine zwangsläufige Bewegungseinrichtung zunächst die eine Spule parallel zur anderen führt und dann bis zur losesten Koppelung eine Drehbewegung ausgeführt wird. Es ist hierzu nur eine Bewegungseinrich-

tung erforderlich, um sowohl die grobe, als auch die feine Einregulierung zu bewirken, indem zunächst die eine, z. B. innere, Spule nur eine Bewegung parallel zur anderen Spule ausführt und erst nach

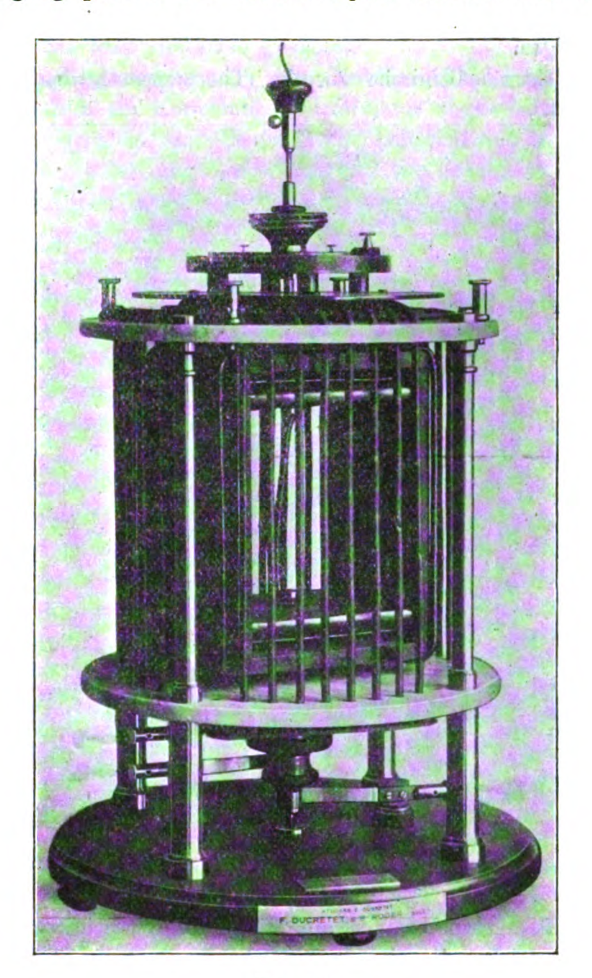


Fig. 17.

Erreichung eines bestimmten Koppelungsgrades eine Drehbewegung bis zu ca. 90° ausführt.

Die Anordnung und Konstruktion geht aus Fig. 15 hervor. Die äußere Spule ist fest, die innere beweglich. Letztere ist mittels

mehrerer Hebelarme an dem rechts dargestellten Lagerbock drehbar angeordnet, wobei die Hebel am Lagerbock in Scharnieren geführt sind. Für die Feststellung genügt im allgemeinen die in den Scharnieren vorhandene Reibung. Eine Feststellung kann mittels der Flügelmutter erfolgen.

Für elektromedizinische Zwecke (Thermopenetrationsapparat der

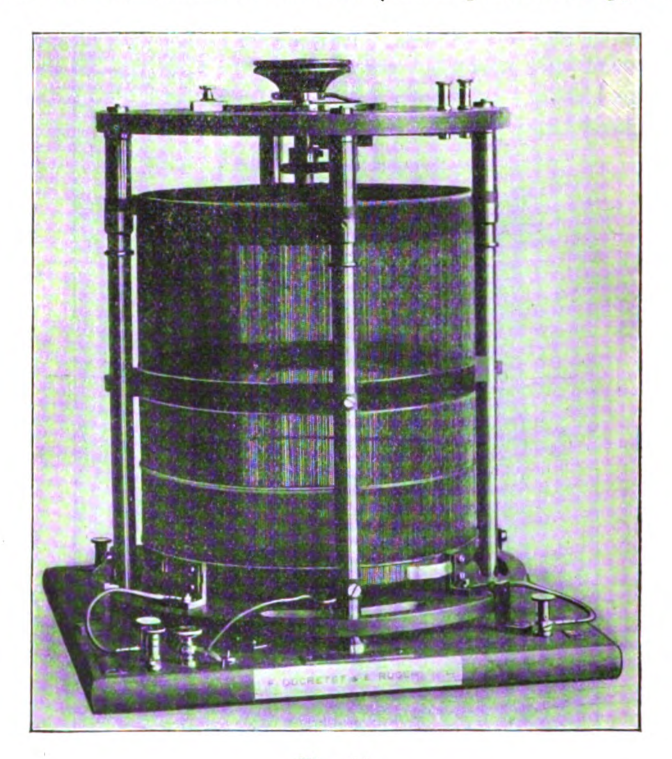


Fig. 18.

C. Lorenz Aktiengesellschaft) ist eine Koppelungsvorrichtung konstruiert worden, bei welcher die eine (bewegliche) Spule vom Elektrodenhandgriff aus zwecks Änderung der Koppelung gedreht wird. Es wird dies dadurch bewirkt, daß in die Verbindung zwischen Elektrode und Spule ein biegsamer Draht eingeführt wird, welcher z. B. mittels eines an der Elektrode befindlichen Schiebers bewegt werden kann.

Von Poulsen wird für Senderzwecke eine Koppelungsvorrichtung bevorzugt, welche aus zwei konzentrischen einlagigen übereinander an-

geordneten Spulen besteht, von denen die bewegliche Spule an einem isolierten Ständer oder mittels eines von der Decke herabhängenden Hanfseiles bewegt und beliebig eingestellt werden kann. Diese Vorrichtung ist zwar elektrisch günstig, beansprucht jedoch viel Platz und ist nur für feste Stationen geeignet.

Für Empfangszwecke und für drahtlose Telephonie wird von Poulsen vielfach ein Koppelungstransformator angewendet, wie er in Fig. 16 wiedergegeben ist. Es ist hierbei lediglich eine Drehbewegung der einen Spule gegen die andere möglich, was jedoch in den meisten Fällen vollkommen ausreicht. Für bestimmte Verhältnisse ist auf dem Deckel eine Tabelle des Koppelungsgrades, welcher direkt mittels der Einstellvorrichtung abgelesen werden kann, angebracht.

Von Interesse sind die Koppelungsvorrichtungen für Sender und Empfänger, welche bei den gerichteten Systemen der drahtlosen Telegraphie von Tosi und Bellini angewendet werden. Die „Radiogoniometer" benannten Koppelungsvorrichtungen sind in der Fig. 17 für den Sender und Fig. 18 für den Empfänger dargestellt.

Im Prinzip stimmen beide Konstruktionen miteinander überein. Lediglich hinsichtlich der aufgewickelten Drahtlänge und Drahtstärke weichen sie voneinander ab. Beide Konstruktionen bestehen aus zwei um 90° gegeneinander versetzte feste Spulen, deren Enden mit je einer der gekreuzten Dreiecksantennen des Systems verbunden werden. Im Inneren dieser Spulen befindet sich mittels des aus den Figuren erkennbaren Handgriffes drehbar angeordnet eine kleine Spule, welche beim Sender mit dem Erregerkreise, beim Empfänger mit dem Empfangsresonanzkreise verbunden ist und dazu dient, Schwingungen auf das Spulensystem zu übertragen oder von diesem zu entnehmen. Für diese Innenspulen werden solche von kugelförmiger oder zylindrischer Gestalt angewendet, derart, daß eine möglichst feste Koppelung zwischen der beweglichen und den feststehenden Spulen erreicht wird.

(Eingesandt 7. Dezember 1909.)

Luftschiffahrt und drahtlose Telegraphie.[1])

Versuche, die drahtlose Telegraphie als Verbindungsmittel zwischen einem freifahrenden Ballon und dem Erdboden zu benutzen, sind bei dem Kgl. Preußischen Luftschiffer-Bataillon bereits kurz nach Erprobung der ersten Slabyschen Sende- und Empfangsanordnung im Jahre 1898 mit Erfolg durchgeführt worden. Da die geringe Tragfähigkeit der Freiballons zunächst nur die Mitnahme einer leichten Empfangseinrichtung mit einfachem, langem, aus dem Ballonkorb herabhängendem Auffangedraht gestattete, so beschränkten sich diese ersten Versuche lediglich darauf, festzustellen, ob und bis zu welcher Entfernung es möglich sei, von einer Erdstation ausgesandte Zeichen im Ballon aufzunehmen. Die Grenze wurde bei ca. 20 km festgestellt, was in Anbetracht des Umstandes, daß der Empfänger lediglich mit dem wenig empfindlichen Kohärer arbeitete, und die Reichweite der ersten fahrbaren Militärstationen 25—30 km über Land nicht überschritt, als sehr günstig zu bezeichnen war.

Schon damals wies der Leiter dieser Versuche, der um die erste Entwickelung der Funkentelegraphie hochverdiente Hauptmann v. Sigsfeld, darauf hin, daß hier ein Weg gegeben sei, den Einfluß des Erdbodens auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen, über die damals die Ansichten noch wenig geklärt waren, einwandfrei festzustellen.

Mit seinem Anfang 1902 erfolgten Tode geriet die ganze Frage in Vergessenheit und erlangte erst wieder durch den im Jahre 1906 einsetzenden Aufschwung der Motorluftschiffahrt neue Bedeutung. Für ein Luftschiff, das sich, wie z. B. die Zeppelin-Kreuzer, über 36 Stunden in der Luft zu halten vermag, ist ein zu allen Tages- und Nachtzeiten und bei jeder Witterungslage auf weite Entfernungen sicher funktionierendes Verbindungsmittel mit der Erde geradezu eine Lebensfrage. Sobald daher die ersten luftschiffahrtstechnischen Kinderkrankheiten einigermaßen überwunden waren, trat man an die Aufgabe heran, die drahtlose Telegraphie dem neuen Verkehrsmittel dienstbar zu machen. In erster Linie handelte es sich jetzt darum, nicht nur funkentelegraphische Zeichen im Ballon zu empfangen, sondern auch solche von hier auszusenden. Da die Tragfähigkeit auch der kleineren Typen unserer Motorluftschiffe schon 1000 kg überschreitet, so durfte man immerhin die Mehrbelastung der Gondel durch eine Funkenstation,

---

1) Referat vgl. Elektrot. Ztschr. **44**, 1037—1039, 1909.

die mit Kraftquelle, Luftleiter, Sende- und Empfangseinrichtung auf ca. 100 kg zu veranschlagen ist, bei dem von einer solchen Anlage zu erwartenden Nutzen in den Kauf nehmen.

Mehr Bedenken erregte dagegen die Frage der Entzündungsmöglichkeit des Füllgases durch Überspringen von Funken aus dem elektrisch geladenen Luftleiter der Funkenstation nach der Ballonhülle. Daß eine solche Gefahr nicht völlig von der Hand zu weisen war, hatten eine Reihe von Fällen aus der Ballonpraxis bewiesen, bei denen Aerostaten dadurch zur Entzündung gebracht worden waren, daß metallische Teile der Hülle, wie z. B. das Ventil, ihre in den oberen Luftschichten aufgenommene positive Ladung bei schnellem Fallen längere Zeit bewahrten und sich dann bei der Landung nach einem in ihre Nähe kommenden Leiter, z. B. der menschlichen Hand, durch Funken entluden. Das aus dem gerissenen Ballon ausströmende Wasserstoffgas, das sich mit der atmosphärischen Luft zu einem explosibeln Gemisch verbindet, wurde dadurch zur Explosion gebracht, wobei meistens der ganze Ballon vernichtet wurde. Da nun die aus gummiertem Baumwollstoff bestehende Hülle unserer Motorluftschiffe infolge der Diffusion des Gases dauernd mit einem Mantel explosibeln Knallgasgemisches umgeben ist, so ist es nicht absolut ausgeschlossen, daß ein von dem Luftleiter nach der Hülle überschlagender Funke diese in Brand setzt. Ist doch die bekannte Echterdinger Katastrophe, der das Modell IV des Grafen Zeppelin zum Opfer fiel, ohne Zweifel auf einen ähnlichen, durch die Luftelektrizität erzeugten Vorgang zurückzuführen.

Bei dem deutschen Militärluftschiff halbstarrer Bauart System Groß-Basenach, mit dem 1908 die Versuche mit drahtloser Telegraphie zuerst wieder aufgenommen wurden, lagen die Verhältnisse insofern günstig, als hier die die Gondel tragende Kielfläche mit dem eigentlichen Ballonkörper, der keinerlei metallische Teile enthält, nur durch ein System von Hanftauen verbunden ist. Diese isolieren das Metallgerüst der Kielfläche und Gondel hinreichend von der eigentlichen Gashülle, so daß man ersteres ohne Bedenken an das Luftleitergebilde der Funkenstation anschließen kann. Es bildet so mit den übrigen in der Gondel befindlichen Metallmassen, wie Motore usw. das elektrische „Gegengewicht", während ein aus der Gondel herabhängender einfacher Draht, dessen Länge beliebig variiert werden kann, den eigentlichen „Luftdraht" darstellt. Mit dieser Anordnung ist von dem Militärluftschiff aus bei einer Reihe in den Jahren 1908 und 1909 unternommener Fahrten festgestellt worden, daß es bei Aufwendung

von nur 500 Watt primärer Energie für die Ballonstation bereits möglich ist, dauernden funkentelegraphischen Verkehr mit Erdstationen auf Entfernungen bis 100 km aufrecht zu erhalten. Irgendwelche Beobachtungen, die auf eine Gefährdung des Luftschiffes durch den Funkentelegraphenbetrieb schließen ließen, sind dabei nicht gemacht worden.

Eine weitere Schwierigkeit bildete die Lösung der Frage, welche Art der Zeichenaufnahme im Motorluftschiff während der Fahrt anzuwenden sei. Der Empfang durch Morseschreiber mit Kohärer und Relais erwies sich bei den dauernden Vibrationen, denen die Gondel durch das Arbeiten der mehrhundertpferdigen Motore ausgesetzt ist, als undurchführbar. Die Aufnahme nach Gehör wurde durch den Lärm, den die arbeitenden Motore und Propeller verursachen, sowohl bei der alten Funkenmethode, wie bei der Lichtbogenmethode, wesentlich beeinträchtigt. Erst mit der Einführung der „tönenden Funken" nach dem von Prof. M. Wien angegebenen und von der Firma „Telefunken" weiter ausgebildeten Verfahren wurden auch diese Empfangsschwierigkeiten behoben. Ebenso, wie der helle, durchdringende Ton, den diese Art der Schwingungserzeugung im Telephon des Empfängers hervorruft, die Störungen durch luftelektrische Entladungen übertönt, dringt er auch durch alle von außen kommenden Geräusche laut und vernehmbar hindurch.

Nachdem diese Schwierigkeiten behoben waren, stand der definitiven Einführung der drahtlosen Telegraphie bei den Luftschiffen des halbstarren und unstarren Systems nichts mehr im Wege. Ebenso, wie der Gross II, ist auch der neue deutsche Militärballon Gross III mit einer Station für drahtlose Telegraphie nach dem System „Telefunken" ausgerüstet, wodurch die militärische Brauchbarkeit dieser Luftschiffe für Zwecke der Erkundung und Aufklärung wesentlich gestiegen ist.

Graf Zeppelin hatte bereits im Jahre 1907 die Einführung der drahtlosen Telegraphie für seine Luftkreuzer ins Auge gefaßt. Bei den Starrluftschiffen mit ihren großen Metallmassen ist aber die Gefahr der Entstehung zündender Funken an irgendeiner Stelle des gewaltigen, 136 m langen und 13 m hohen Metallgerüstes bedeutend näher liegend, wie bei den anderen Typen. Insbesondere ist hier der Ventilationsraum zwischen der Außenhülle und den eigentlichen Gaskörpern, in dem sich stets ein explosibels Gemisch von Wasserstoff und Luft bildet, eine große Gefahrquelle. Von dem naheliegenden Gedanken, das Metallgerippe als „Gegengewicht" zu einem frei herab-

hängenden Luftdraht zu verwenden, muß deshalb unter allen Umständen abgesehen werden, weil bei Lockerung irgendeiner der vielen Verbindungsstellen der Streben und Spanten des Gerüstes die Entstehung von Funken innerhalb des Ballonkörpers nicht ausgeschlossen ist. Auch muß, um die Bildung von Induktionsströmen in benachbarten Metalleitern zu vermeiden, der Luftleiter der Funkenstation in

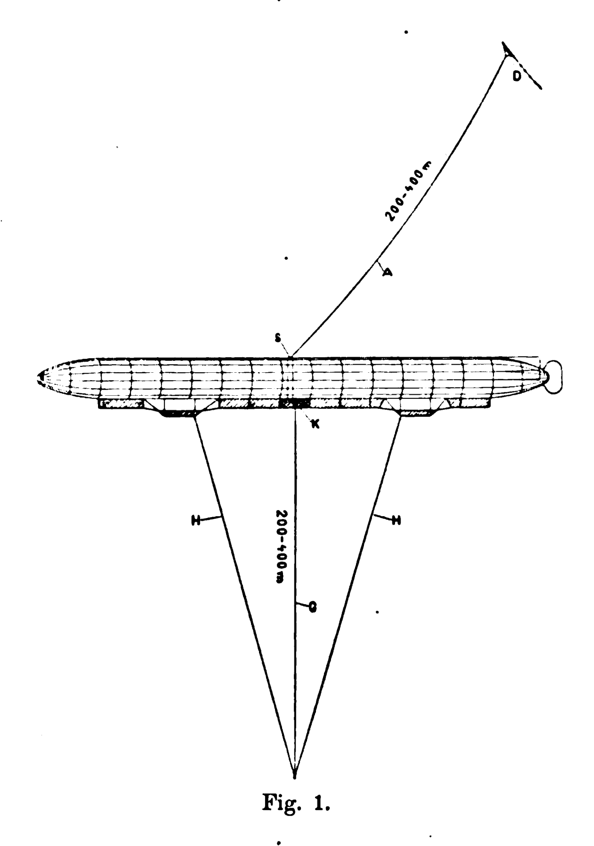


Fig. 1.

möglichst großer Entfernung von dem eigentlichen Ballonkörper gehalten werden, ebenso, wie die Möglichkeit des Überspringens von Funken aus dem Luftleiter nach der Hülle ausgeschlossen sein muß.

In den Fig. 1 u. 2 sind zwei Arten der Luftleiteranordnungen angegeben, die der Bauart der Z.-Schiffe angepaßt sind und den oben aufgestellten Bedingungen entsprechen.

Der in Fig. 1 zum Hochführen des Luftdrahtes verwendete zu-

sammenlegbare Eddy-Drachen kann vom Verdeck des Luftschiffes, das durch einen Steigschacht zugänglich ist, während der Fahrt hochgelassen werden. Der einfache, lange Luftdraht von großer Strahlungsdämpfung, ähnlich dem früheren Marconi-Sender, ergibt ja bei Stoßerregung nach Art der Wienschen Löschfunkenmethode unter Verwendung eines ungedämpften Zwischenkreises eine ebenso gute Sender- wie Empfängerwirkung. Dabei treten in dem Luftleiter nur verhältnismäßig geringe Spannungen auf, so daß eine sichere Isolierung desselben an der Einführungsstelle in den Stationsraum keine Schwierigkeiten macht.

Fig. 2 ist gewissermaßen das Spiegelbild der gerichteten Luftleiteranordnung, die zuerst 1901 von Braun und Sigsfeld verwendet

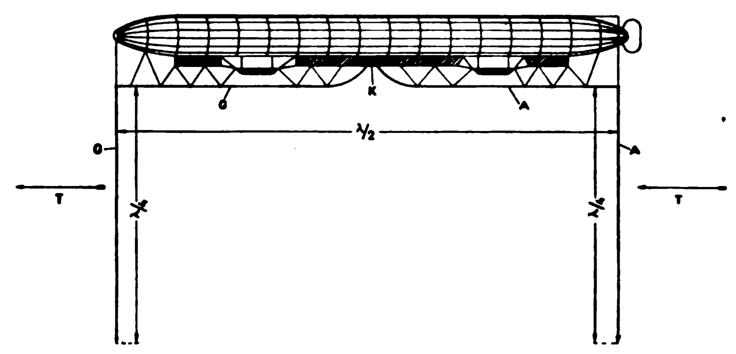


Fig. 2.

wurde. Sie besteht aus zwei homogenen Antennen von je $^1/_4\ \lambda$ Länge, die in einem Horizontalabstand von $^1/_2\ \lambda$ unterhalb der Gondeln aufgehängt sind. Da die Antennenströme in beiden Hälften um 180^0 gegeneinander in der Phase verschoben sind, so heben sich ihre Wirkungen senkrecht zur Ebene der Luftdrähte auf, während sie sich in Richtung dieser Ebene addieren. Bei der guten Lenkbarkeit der Z.-Schiffe in der Horizontalen dürfte das Einschwenken des Luftleitergebildes in die günstigste Richtung zur Gegenstation keine Schwierigkeiten bieten.

Die hier gegebenen Beispiele sollen nur als Hinweis dienen, daß es mit verhältnismäßig einfachen Mitteln möglich ist, die Gefahrquellen, die der Einführung der drahtlosen Telegraphie bei den Z.-Schiffen bisher im Wege standen, auszuschalten. Inzwischen sind ja auch Herbst 1909 vom Z. III aus mit einer von der Gesellschaft „Telefunken“

zur Verfügung gestellten Station Versuche gemacht worden, die günstige Resultate ergeben haben. Die definitive Einführung dieses Nachrichtenmittels dürfte demnach auch hier in nächster Zeit zu erwarten sein, zumal bei den für den allgemeinen Verkehr bestimmten Z.-Schiffen ein Hilfsmittel, das die Sicherheit des Betriebes wesentlich beeinflußt, nicht zu entbehren ist.

Damit erhält die Forderung, die bereits von Dr. Sachs in einer Wochenschrift der „Ila“ in Frankfurt a. M. Sommer 1909 ausgesprochen wurde, die Luftschiffe zur Lösung wichtiger, bisher noch ungeklärter Fragen der Funkentelegraphentechnik heranzuziehen, neue Berechtigung. Insbesondere handelt es sich hier um die nur durch eingehende praktische Versuche zur endlichen Lösung zu bringende Frage des Einflusses der Erdoberfläche auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Alle bisherigen theoretischen Versuche zur Klärung des Problems können schon deshalb nicht als einwandfrei betrachtet werden, weil sie alle auf Hypothesen aufgebaut sind, deren Richtigkeit durch den Versuch nachzuprüfen nicht möglich war. Erst mit Hilfe des Luftschiffes sind wir in der Lage, den ausschlaggebenden Faktor, den Abstand vom Erdboden, im freien Raum beliebig zu variieren und damit den Einfluß des letzteren rechnerisch genau zu bestimmen.

Es wäre deshalb mit Freuden zu begrüßen, wenn Deutschland, das ja bereits über eine stattliche Flotte erprobter Luftschiffe verfügt, hier die Initiative ergriffe und sich durch Klärung einer Frage, die für die weitere Entwickelung der Funkentelegraphentechnik von ausschlaggebender Bedeutung ist, neue Verdienste um die Förderung der internationalen Wissenschaft erwürbe. K. Solff.

(Eingesandt 27. Dezember 1909.)

Die Elektrot. Ztschr. berichtet folgendes: Drahtlose Telegraphie in der deutschen Frachtreederei. Die Firma Hugo Stinnes in Mülheim a. Ruhr hat für ihre neuen Frachtdampferlinien, bestehend aus acht Dampfern von 2000 bis 7000 t Gehalt, mit der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken), Berlin, einen Vertrag wegen Einbaues von drahtlosen Telegraphenstationen abgeschlossen. Der niederrheinische Großindustrielle führt damit als erster Frachtreeder dies modernste Verkehrsmittel für die bessere Sicherung der Dampfer bei seiner gesamten Flotte ein. Die sechs ersten, beim Bremer Vulcan in Vegesack zum Teil noch im Bau befindlichen, zum

Teil bereits abgenommenen Schiffe — „Claire“, „Nora“, „Adeline“, „Edmund“, „Fritz“ und „Anni“-Hugo Stinnes — sind für den Erz- und Kohlenverkehr zwischen Hamburg und England und zwischen Hamburg und dem Mittelmeer bestimmt. Spätere Fahrten eines Teiles dieser Dampfer sollen auch nach Südamerika führen. Die Reichweite der auf den kleinen 2000 t-Dampfern eingebauten Telegraphenstationen beträgt 150 km, die der größeren 250 bis 300 km, bei einer Antennenhöhe über dem Wasserspiegel von 30 m und einer Mastweite von 55 m. Die beiden im Jahre 1910 für den Südamerika-Dienst zu bauenden 7000 t-Dampfer werden eine erheblich größere Reichweite haben. Die Bedienung der Telegraphenapparate an Bord legt Herr Stinnes in die Hand seiner Kapitäne. Die Berliner Telefunken-Gesellschaft richtet für Offiziere der Handelsmarine, die bisher mit der Bedienung von Funkenapparaten noch nicht vertraut sind, einen eigenen Kursus ein, an dem auch die Stinneschen Kapitäne teilnehmen.

Der weitschauende Blick des Mülheimer Großunternehmers hat sich in dieser Neuanlage erneut bewährt. Während alle anderen Frachtreedereien, mit alleiniger Ausnahme der Hamburger Kohlenfirma Bd. Blumenfeld, sich noch nicht haben zu der Auffassung durchringen können, daß die drahtlose Telegraphie in allererster Linie der Schiffssicherung und nicht etwa der Nachrichtenübermittelung zwischen Passagieren vom Schiff dienen sollen, wandelt Hugo Stinnes hier neue Wege.

Drahtlose Telegraphie im Stillen Ozean. Der funkentelegraphische Verkehr zwischen den beiden Inseln Angaur und Jap ist eröffnet worden. Die Insel Angaur ist die südlichste der Palau-Gruppe und gehört mit der Insel Jap zu den West-Karolinen, beide zählen also zu den deutschen Besitzungen im Stillen Ozean. Die Entfernung zwischen den beiden Inseln, die zwischen dem 7. und 10. Grad nördlicher Breite liegen, beträgt ca. 500 km über See. Durch die Insel Jap, die in direkter Kabelverbindung mit Menado (Celebes), Shangai und über Guam mit San Francisco steht, ist somit auch das kleine und nur von wenigen hundert Menschen bewohnte Angaur an das Welttelegraphennetz angeschlossen. Die Deutsche Südsee-Phosphat Aktiengesellschaft in Bremen, die bekanntlich auf der Insel Angaur reiche Phosphatlager ausbeutet, brauchte diesen Anschluß für ihre sehr umfangreichen dortigen Unternehmungen.

Als Antenne jeder Station wird ein Fächer benutzt, welcher

zwischen zwei Masten von je 50 m Höhe und ca. 50 m Abstand ausgespannt wird. Als Erde dient ein eingegrabenes Gegengewicht. Die Stromerzeugungsanlage besteht aus einem Zweizylinder-Benzinmotor, gekoppelt mit einer 5 KW-Gleichstromdynamo, die eine Sammlerbatterie aufladet. Von dieser aus wird ein Zweianker-Gleichstrom-Wechselstrom-Umformer betrieben. Die Erregerkapazität des Senders besteht aus sechs Leydener Flaschen. Der Empfang wird nur mittels Hörer bewirkt.

Beide Stationen sind von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin, System Telefunken, für Rechnung der Deutschen Südsee-Phosphat Aktiengesellschaft in Bremen erbaut worden.

Neue Stationen für drahtlose Telegraphie. In Folkestone Harbour ist eine Station zum Verkehr mit den Kanaldampfern errichtet worden.

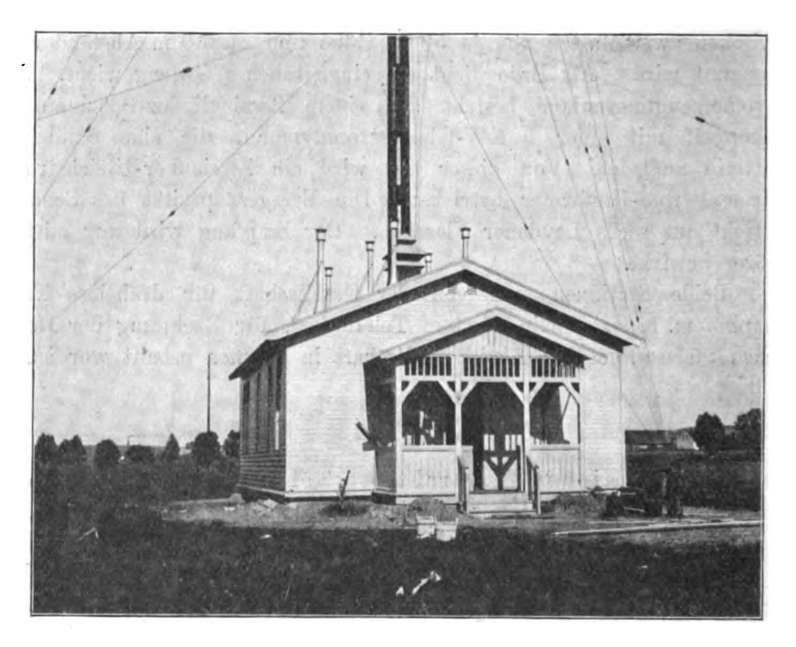
Die Niederländische Dampfschiff-Gesellschaft hat beschlossen, ihre Schiffe „Grotius“, „Konig Willem II.“, „Oranje“, „Rembrandt“, „Vondel“, „Konig Willem III.“ und „Prinses Juliana“ mit funkentelegraphischen Anlagen nach dem System Marconi auszurüsten.

Im Zusammenhang mit der funkentelegraphischen Ausstattung der russischen freiwilligen Flotte werden vier Stationen an der Küste des Ochotskischen Meeres errichtet werden.

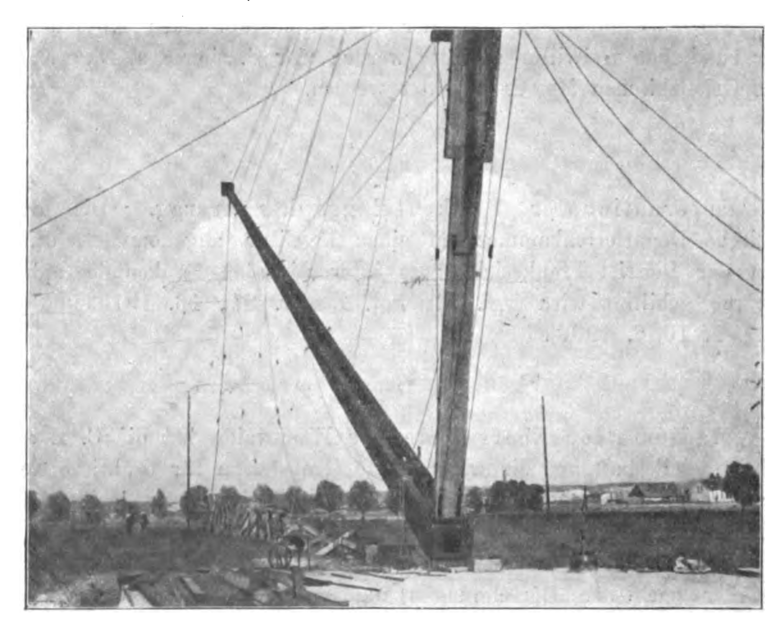
Internationaler Funkentelegraphenvertrag. Die französische Deputiertenkammer hat einen Beschluß angenommen, durch den der Beitritt Frankreichs zum internationalen Funkentelegraphenvertrag gebilligt wird (vgl. Elektrot. Ztschr. **31**, 16, 1910 und El. Eng. **5**, 1056, 1909).

Radiostation Eberswalde. In Eberswalde hat die C. Lorenz Aktiengesellschaft am Finowkanal eine Großstation für drahtlose Telegraphie und Telephonie errichtet, welche nach den modernsten Gesichtspunkten der Radiotechnik ausgeführt worden ist.

Die Station besteht aus einem großen 70 m hohen Holzgittermast, welcher nach den Berechnungen und Angaben von der C. Lorenz



Stationshaus mit Mast in Eberswalde



Aufrichtung des Mastes (Eberswalde).

Aktiengesellschaft durch die Held & Francke Aktiengesellschaft hergestellt wurde. Von der Spitze des Mastes geht ein großes schirmartiges Luftleitergebilde nach im Kreise aufgestellten Abspannmasten hin. Unter dem Mast ist in die Erde, bzw. in das Grundwasser ein großes weitmaschiges Drahtnetz eingegraben. Am Fuße des Mastes und in dessen Nähe sind mehrere Stationsbaracken aufgestellt, von denen die größte außer den Wohn- und Schlafräumen der Ingenieure und Monteure ein großes Laboratorium enthält, welches mit den neuesten Apparaten und Meßinstrumenten ausgerüstet ist.

Die Station arbeitet in der Hauptsache nach dem Poulsen-Lorenz-System mit kontinuierlichen, sog. „ungedämpften" Schwingungen; indessen sind auch die Mittel vorhanden, um mit anderen Systemen der drahtlosen Nachrichtenübermittelung beliebig Versuche anzustellen.

Die Reichweite der Radiostation Eberswalde dürfte bei Anwendung genügend großer Energiemengen und bei entsprechenden Gegenstationen etwa 5000 km betragen. E.

(Eingesandt 20. Januar 1910.)

Der Elektrotechnischen Zeitschrift (**30**, 1221, 1909; **31**, 99, 121, 1910) entnehmen wir folgende Berichte:

Elektrische Fernsteuerung nach d'Ivry (La Technique Moderne, Bd. 1, 1909, S. 476, 2 Sp., 2 Fig.).

Baron d'Ivry hat eine Vorrichtung zur elektrischen Fernsteuerung angegeben, wobei die Übermittelung sowohl durch einen Draht wie auf funkentelegraphischem Wege vor sich gehen kann. Fig. 1 stellt den Sender dar. Die Kurbel M, die einen in den Linienstromkreis eingeschalteten Unterbrecher J trägt, kann auf jeden der Abschnitte des Kreises C eingestellt werden; im Ruhezustand zeigt sie auf den Abschnitt 0. Bringt man sie aus der Ruhelage, um sie auf einen der anderen Abschnitte einzustellen, so macht eine bisher von ihr festgehaltene Feder bei K Kontakt, wodurch der Nebenstromkreis geschlossen, und der Motor N in Gang gesetzt wird. Infolgedessen dreht sich das Rad R, und der in dem Linienstromkreise befindliche Unterbrecher S wird in Intervallen betätigt. Mit R ist eine Nadel A starr verbunden; diese dreht sich also mit, aber sie bleibt zunächst etwas hinter M zurück. Sobald sie die Kurbel M erreicht, legt sie sich gegen die Feder J, so daß der Linienstromkreis unterbrochen

wird, und nimmt M mit, bis die Ruhelage wieder erreicht ist. Während der Einstellung der Kurbel auf einen der Abschnitte 1—7 ist also, abgesehen von den durch S bewirkten Unterbrechungen, der Linienstromkreis geschlossen, und es fließt Strom durch das Solenoid E des Empfängers (Fig. 2). Dies hat zur Folge, daß der Anker F gehoben wird. Bei der Aufwärtsbewegung nimmt F die Hülse D mit, deren Zahnfortsätze T in den Zahnkranz D' gleitend eingreifen, so daß die Hülse D sich etwas dreht. Da F einen Arm L trägt, hebt und dreht sich auch dieser, wobei er über den ersten einer Reihe von Kontakten G zu stehen kommt, die im Innern des Gefäßes J an-

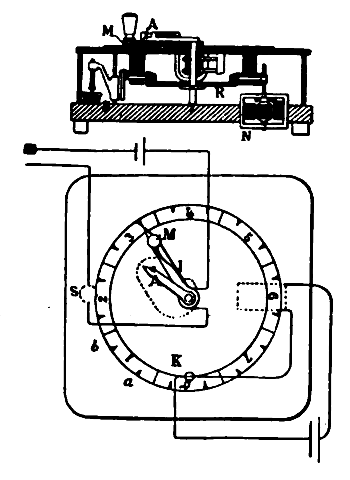


Fig. 1.
Sender für elektrische Fernsteuerung.

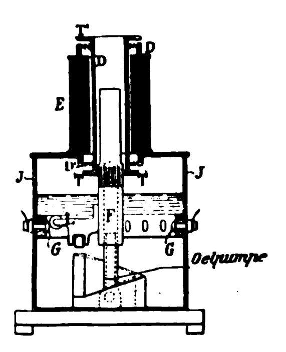


Fig. 2.
Empfänger für elektrische Fernsteuerung.

geordnet sind. Jeder dieser Kontakte, die sich in einem Ölbade befinden, steht mit einem der zu betätigenden Relais in Verbindung. Unterbricht S (Fig. 1) den Strom, so fällt A zurück, aber der Fall wird verlangsamt, weil A zu einer kleinen Ölpumpe ausgebildet ist, und ehe L den Kontakt erreicht, tritt wieder Stromschluß ein, F geht hoch, und das Spiel beginnt von neuem. Erst wenn die Kurbel M eingestellt ist, der Zeiger A sich gegen M legt und den Strom (bei J) endgültig unterbricht, sinkt L bis zu dem unter ihm befindlichen Kontakt und stellt den Stromschluß nach dem betreffenden Relais her.

E.

Akustische Abstimmung in der drahtlosen Telegraphie (El Review & West. Electrician, Bd. 55, 1909. S. 333, 2 Sp., 1 Fig.).

Es wird ein von John H. Cuntz in Hobokon, N. J., erfundenes System der drahtlosen Mehrfachtelegraphie beschrieben, das an Stelle der bisher üblichen elektrischen Abstimmung mechanisch-akustische Hilfsmittel vorsieht. Der Erfinder benutzt das Prinzip des Mercadierschen Stimmgabeltelegraphen. Die bei den gewöhnlichen Systemen verwendeten elektromagnetischen Wellen haben eine hohe Frequenz von etwa 1 Mill. Schwingungen in der Sekunde. Diese in dauernder Folge zur Ausstrahlung kommenden Wellen zerlegt Cuntz mittels einfacher Stimmgabelunterbrecher in Wellengruppen, die für sich eine den hörbaren Tönen entsprechende Frequenz von 100—1000 haben. Auf der Empfangsstation sind gleichartige Stimmgabelsätze angeordnet.

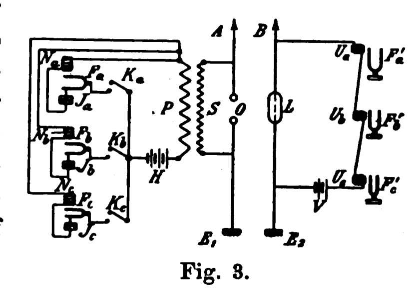


Fig. 3.

Der Stimmgabelsatz $F'a$ (Fig. 3) spricht nur auf die Wellensendung des Stimmgabelsatzes Fa, der Satz $F'b$ nur auf Fb und $F'c$ nur auf Fc an. A und B sind die in E_1 und E_2 geerdeten Antennen, P und S die primäre und sekundäre Wicklung eines Induktors; letztere enthält die Funkenstrecke O. Die Stromquelle H ist mit den durch die Elektromagnete Na, Nb, Nc betätigten Stimmgabelsätzen Fa, Fb, Fc verbunden; diese werden durch die Tasten Ka, Kb, Kc in den Stromkreis des Senders eingeschaltet und liefern je nach der Dauer des Tastendruckes kürzere oder längere Wellenzüge von der Frequenz der betreffenden Stimmgabel. Mit dem an dem einen Zinken angebrachten leichten Ansatze tauchen die Stimmgabeln in kleine Quecksilbernäpfchen ein. Auf der Empfangsstation sind die Stimmgabelsätze mit den Elektromagneten Ua, Ub, Uc und einer Stromquelle V parallel zu dem Wellenanzeiger L geschaltet. Praktische Erfolge hat die Erfindung noch nicht zu verzeichnen. E.

Fahrbarer Mast für Luftdrähte.

Ein von dem Berliner Ingenieur Siewert und dem Österreicher Baron Codelli konstruierter fahrbarer Mast wurde, wie wir der „Neuen Freien Presse" entnehmen, kürzlich in Wien Vertretern der Zivil- und Militärbehörden vorgeführt, und es sollen dabei alle ver-

langten Versuche und Festigkeitsproben einwandfrei ausgefallen sein. Der „Fontana-Mast“ ist auf einem Wagengestell zusammenlegbar montiert und kann bis zur Höhe von 100 m emporgekurbelt werden. Er eignet sich angeblich zur Aufnahme der Luftdrähte für bewegliche und feste Funkentelegraphenstationen wie auch für viele andere Zwecke. Ein auf der Luftschiffausstellung in Frankfurt a. M. ausgestellt gewesener Fontana-Mast, der allerdings nur eine Höhe von 25 m erreichte, soll dort über 1500-mal hochgekurbelt worden sein, ohne daß Beschädigungen oder sonstige Zwischenfälle vorgekommen wären. E.

Drahtloses Fernsprechen nach De Forest (El. Rev. & West. El., Bd. 56, 1910, S. 108).

De Forest hat ein neues System für drahtloses Fernsprechen ausgearbeitet, bei dem der sogenannte „Oszillator“ aus einer direkten Stromquelle von 600 V., in Reihe mit einem Widerstand gespeist wird. Die Elektroden bestehen beide aus Metall, werden beständig erneuert und vollkommen gekühlt; irgend ein Gas oder Dampf findet keine Anwendung. Ein einfacher Wasserumlauf kühlt sowohl die Elektroden des Oszillators wie die beiden Mikrophone des Transmitters. Letztere können hochfrequente Ströme von 2—4 Ampere aushalten, ohne sich merklich zu erwärmen, und ergaben eine ebenso klare Sprechverständigung wie nicht gekühlte Mikrophone. Die Reichweite beträgt, bei einer Energie von 1 KW., etwa 80—160 km. E.

(Eingesandt 15. Februar 1910.)

Das Glimmlicht-Oszilloskop.

Eine der Methoden, den Verlauf einer Wechselstromkurve sichtbar zu machen, beruht auf der Beobachtung von Gehrke, daß das negative Glimmlicht auf den Elektroden einer mit mäßig verdünntem Stickstoff gefüllten Vakuumröhre einen Raum einnimmt, der der Stromstärke genau proportional ist, welche die Röhre durchfließt. Werden die Elektroden geeignet geformt, richtig angeordnet und hat die Gasfüllung einen günstigen Druck von 8—18 mm Hg, so breitet sich das Glimmlicht als hellblaue, stark leuchtende Schicht auf den Elektroden aus. Auf hohe Kante beobachtet, erscheint das Glimmlicht als eine feine, in einigem Abstand über den Elektroden schwebende Lichtlinie, die je nach der Stromrichtung bald die eine, bald die andere Elektrode bedeckt, und deren Länge genau der jeweils herrschenden

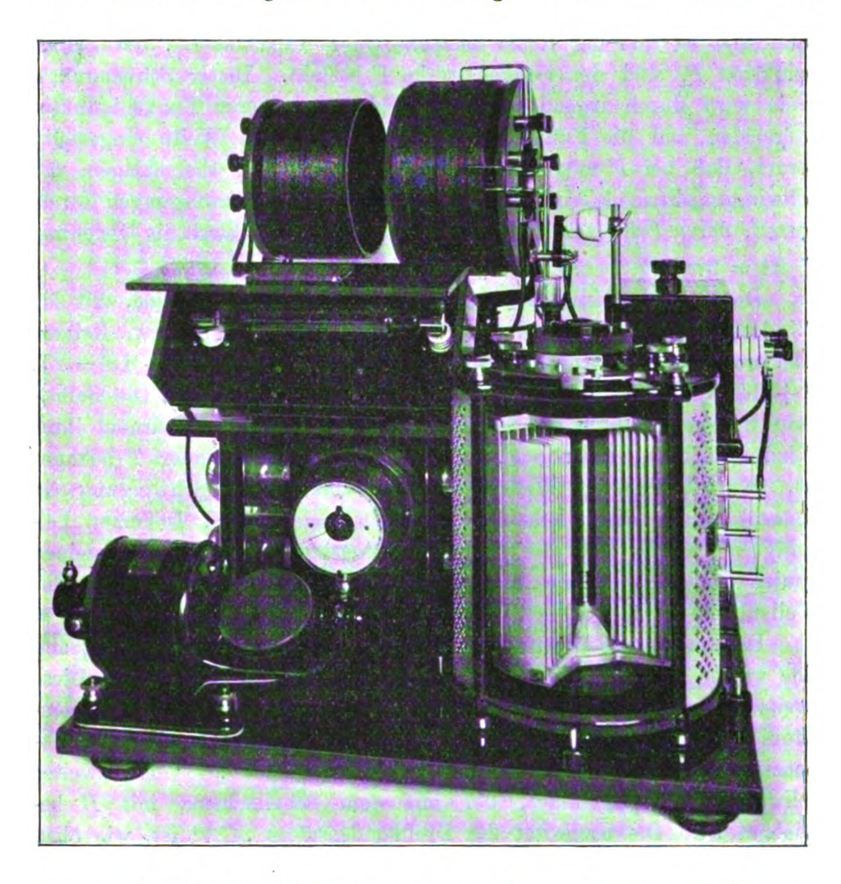
Stromstärke entspricht. Beobachtet man eine in solcher Weise leuchtende Röhre in einem rotierenden Spiegel, dessen Drehachse parallel der Elektroebene liegt, so wird die Lichtlinie zu einem Doppelbande aufgelöst, dessen Breite nach der einen oder anderen Seite dem Momentanwert der Stromstärke entspricht und dessen äußere Begrenzung infolgedessen den zeitlichen Verlauf der Stromstärke angibt. Dießelhorst fand nun, daß das Licht in einer Glimmlichtröhre praktisch trägheitslos und deshalb geeignet ist, auch die schnellsten Wechselströme bildlich darzustellen. Wechselströme, die in der Sekunde mehr als eine Million Mal die Richtung wechseln, können mit einem genügend schnell rotierenden Spiegel noch in der Röhre beobachtet werden. Um nun die Spannungskurve in einem Stromkreise, der von schnellen Schwingungen durchflossen wird, beobachten zu können, wird die oben beschriebene Glimmlichtröhre mit einem Wasserwiderstand, der eine verschwindend kleine Selbstinduktion, aber einen sehr hohen Ohmschen Widerstand besitzt, in Reihe geschaltet und mit den Enden der Selbstinduktionsspule des Schwingungskreises verbunden, so daß Glimmlichtröhre und Wasserwiderstand zusammen einen induktionsfreien Nebenschluß zur Induktionsspule bilden. Bei dieser Schaltung zeigt die Glimmlichtröhre den zeitlichen Verlauf der Spannungsdifferenz an den Enden der Selbstinduktionsspule und zwar um so genauer, je größer der Widerstandswert der vorgeschalteten Wassersäule ist, d. h. je geringer die Energie, die der Nebenschluß dem Hauptschwingungskreise entzieht. Leider verbraucht nun eine Glimmlichtröhre, um genügend hell zu leuchten, eine verhältnismäßig große Energie; es gibt daher die Glimmlichtröhre nur dann den Verlauf der Schwingungskurve einigermaßen genau wieder, wenn die im Hauptkreis wirkende Energie im Verhältnis zu der in der Glimmlichtröhre verzehrten sehr groß ist. Es muß also dafür Sorge getragen werden, die Schwingungskreise mit verhältnismäßig großen Energiemengen zu betreiben. Um nun den zeitlichen Verlauf der Schwingungskurve beobachten zu können, wird die Glimmlichtröhre in der oben angegebenen Weise mit Hilfe eines sehr schnell rotierenden Spiegels beobachtet. Die Glimmlichtröhre erscheint dann nicht mehr als eine einheitlich leuchtende Lichtlinie, es werden vielmehr die einzelnen Lichtstöße aufgelöst. Sie stellen sich als kammartige Zacken dar, von denen die rechte Seite gegen die linke um eine halbe Periode versetzt ist. Die äußere Begrenzung der Gesamtheit der Lichtzähne gibt den Verlauf des gesamten Schwingungsvorganges in bezug auf seine Dämpfung. Man ist daher in der Lage, alles das beobachten zu können, was überhaupt an einem elektrischen

Schwingungskreise interessiert und ist in der Lage, die elektrischen Vorgänge dem Auge unmittelbar zugänglich zu machen. Dem letzten Umstande verdankt die Methode ihren außerordentlich großen didaktischen Wert.

Ein auf Grund dieser Wahrnehmungen von der elektrotechnischen Fabrik von Hans Boas in Berlin hergestellter und in der Abbildung veranschaulichter Apparat soll nun des Nähern beschrieben werden.

Auf einem gemeinsamen Grundbrett ist ein Schnellaufmotor mit drehbarem Doppelspiegel befestigt, dessen Tourenzahlen bis zu 7800 in der Minute, also 130 in der Sekunde gesteigert werden kann. Vor dem Motor befindet sich ein Voltmeter, das mit den Bürsten des Motorankers verbunden ist. Das Voltmeter zeigt infolgedessen die Gegenspannung an, die infolge der Drehung des Motorankers hervorgebracht wird. Das Voltmeter dient als Tourenzähler unter Benutzung der dem Apparat beigegebenen Tabelle, die für jeden Wert, den das Voltmeter anzeigt, die Umlaufszahl pro Sekunde angibt. Rechts neben dem Motor steht eine variable Kapazität (Drehkondensator). Der Kapazitätswert dieses Kondensators kann von etwa 200 cm bis zu 3200 cm = 0,00353 Mf. verändert werden. Die Skala des Drehkondensators ist in 100 Teile geteilt, so daß an der Skala die Veränderung der Kapazität unmittelbar in Prozenten abgelesen werden kann. Der hintere Teil des Grundbrettes ist mit einem Doppelbrett versehen. In dem gebildeten Raum ist eine Batterie von 4 Leydener Flaschen untergebracht, die einen Kapazitätswert von 10000 cm = 0,0112 Mf. besitzt. Der äußere Pol der Leydener Flaschen ist zu einer Funkenstrecke geführt, die auf dem oberen Brett angebracht und mittels eines abnehmbaren Kastens abgedeckt ist. Die Funkenstrecke besitzt zwei ebene, gegen den Rand gerundete Zinkplatten in Schraubköpfen, die aus dem Kasten heraus ragen und gestatten, die Lage der Zinkplatten gegeneinander mehr oder weniger zu verändern. Neben der Funkenstrecke befindet sich eine Gleitbahn, auf der zwei gut isolierte Induktionsspulen gegeneinander verschiebbar und beweglich angeordnet sind. Jede der Spulen besitzt drei voneinander getrennte Wickelungen. Die Windungszahlen der der Funkenstrecke zunächst liegenden Spule von kleinerem Durchmesser betragen 9, 18, 24. Die Windungszahlen der anderen größeren Spule betragen 16, 32, 48. Die erste Spule ist in einer Lage gewickelt, die zweite größere hat überschlagende Wickelung in 2 Lagen. Dem Spiegelsatz des Motors gegenüberliegend ist ein Halter mit einem nach vorn unten offenen Kästchen angeordnet; iso-

lierte Durchführungen tragen im Innern Klammern. An diesen Klammern wird beim Gebrauch die Glimmlichtröhre, wie weiter unten angegeben, genau ausgerichtet. Neben diesem Kästchen befinden sich ein Wasserwiderstand, der aus einer U-förmigen Röhre besteht und fast bis zum Rande mit gewöhnlichem Leitungswasser anzufüllen ist. Von



oben tauchen in die Schenkel zwei gegeneinander isolierte Drähte ein, die nach Belieben höher gestellt oder gesenkt werden können. Auf dem Schutzkasten für die Oszillographenröhre ist ein Hochspannungsdoppelschalter angebracht, der gestattet, den Kreis mit der Oszillographenröhre sowohl an den primären, wie an den sekundären Schwingungskreis anzulegen und so die Vorgänge in beiden getrennt zu beobachten.

Gebrauchsanweisung.

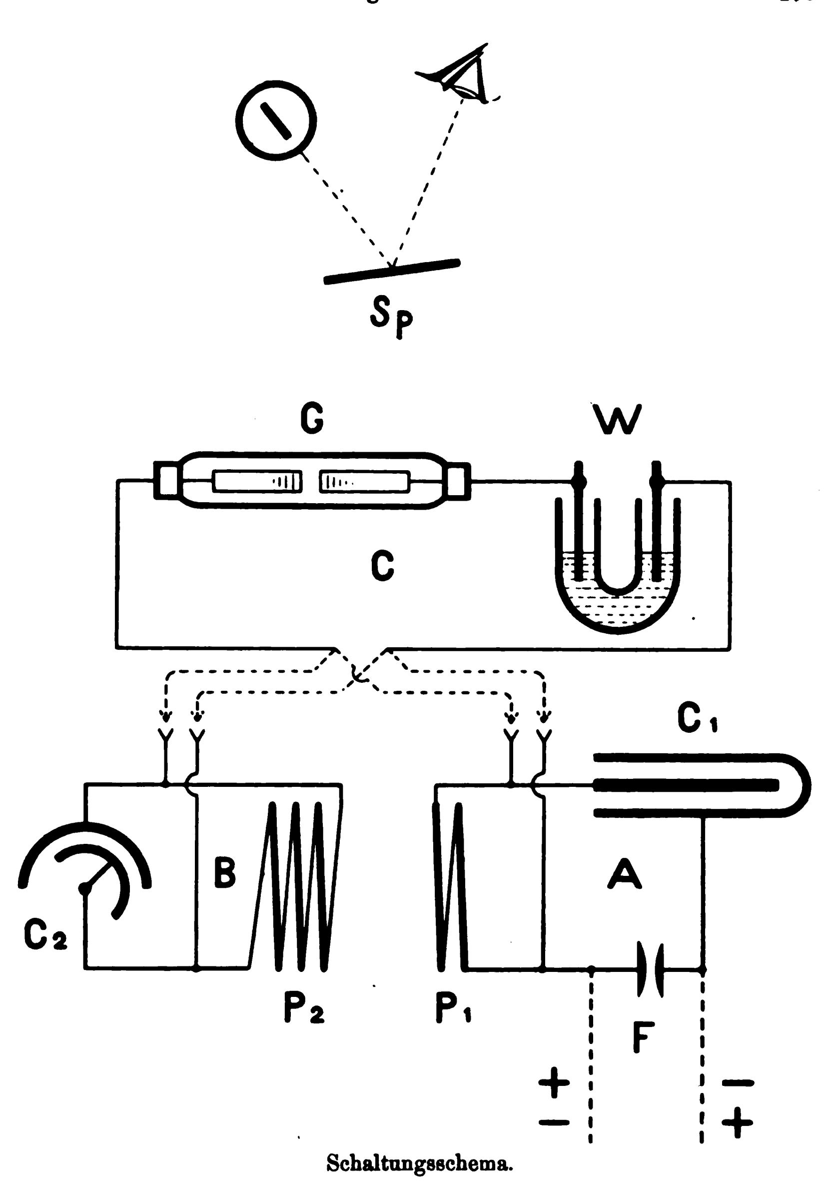
Es sei nunmehr auf das **beistehende Schaltschema** verwiesen.

Die aufgeführte Leydener Flaschenbatterie wird mit dem kleineren der Spulensätze in Hintereinanderschaltung mit der Funkenstrecke zu einem Schwingungskreise verbunden, der auf dem Schaltschema mit „A“ bezeichnet ist und der Reihe nach aus der Kapazität C_1, der Selbstinduktion P_1 und der Funkenstrecke F besteht. Dieser Schwingungskreis wird durch irgend einen vorhandenen größeren Funkeninduktor aufgeladen und die Funkenstrecke F auf 2—5 mm Weite eingestellt, derart, daß bei F möglichst gleichförmige Funken überschlagen, der Schwingungskreis A wird alsdann von elektrischen Schwingungen durchflossen, deren Schwingungsdauer „T“ gegeben ist, durch die Gleichung T ist $= 2\pi \sqrt{P_1 C_1}$.

Die Selbstinduktionsspule P_1 besteht aus 3 Einzelspulen, mit den Windungszahlen 9, 18 und 24. Durch Einzelschaltung bzw. Reihenschaltung lassen sich außerdem noch die Windungszahlen $9 + 18 = 27$, $9 + 24 = 42$ und endlich $9 + 18 + 24 = 51$ erhalten. Die Selbstinduktionskoeffizienten der Spulen sind annähernd den Quadraten ihrer Windungszahlen proportional. Wenn die Schwingungsdauer T bekannt ist, so läßt sich die Wellenlänge der elektrischen Schwingung (in Metern) durch die Gleichung ermitteln: $= 3 \cdot 10^8 T$. In einer beigefügten Tabelle sind die Selbstinduktionskoeffizienten der einzelnen Spulen und die Werte sowohl der Schwingungsdauer T wie der Wellenlänge c für alle möglichen Schaltungen angegeben.

Der primären Selbstinduktionsspule P_1 steht auf der Gleitbahn eine zweite, ähnlich gebaute Selbstinduktionsspule P_2 gegenüber. Diese zweite Selbstinduktionsspule ist mit den Klemmen des Drehkondensators C_2 verbunden. Es wird infolgedessen aus der Selbstinduktionsspule „P_2“ und der veränderlichen Kapazität „C_2“ ein zweiter Schwingungskreis gebildet, der auf dem Schaltschema mit B bezeichnet ist. Die Kapazität des Drehkondensators „$C\,2$“ ist, wie oben schon angegeben, in weiten Grenzen veränderlich. Die Höchstkapazität ist etwa der dritte Teil derjenigen der Leydener Flaschenbatterie C_1.

Die Windungszahlen der 3 Spulen P_2 sind nun derart bemessen, daß der Kreis B mit dem Kreise A gleiche elektrische Schwingungsdauer besitzt, wenn etwa die Hälfte der Kapazität C_2 eingeschaltet ist, so daß nach oben und unten noch ein genügender Spielraum zur Verstimmung übrig bleibt, wobei vorausgesetzt wird, daß in der Spule P_2 stets dieselben Einzelspulen bzw. Kombinationen eingeschaltet



Schaltungsschema.

werden, die gleichzeitig im Kreise *A* liegen. Liegen beispielsweise im Kreise *A* die Kombinationen sämtlicher Spulen in Reihenschaltung, so haben auch im Kreise *B* sämtliche Spulen in Reihenschaltung zu

liegen usw. Hat der Kreis B mit dem Kreise A gleiche Schwingungsdauer, so befinden sie sich in Resonanz und es können alle Phänomene zweier in Resonanz befindlicher Systeme an ihnen beobachtet werden. Die Spulen P_1 und P_2 sind auf den Gleitschienen gegeneinander verschiebbar, sie können außerdem noch um die Achse ihrer Halter gedreht werden; dadurch ist der Koppelungsgrad der beiden Systeme aufeinander in weiten Grenzen veränderlich.

Die Glimmlichtröhe „G“ in Reihenschaltung mit dem veränderlichen Wasserwiderstand „W“ bildet ein optisches Meßinstrument, das den schnellsten Stromänderungen folgt. Sein Stromkreis ist auf dem Schaltschema mit „C“ bezeichnet. Werden die Enden der Leitung durch Umlegen des Hochspannungs-Doppelschalters an den Schwingungskreis „A“ angelegt, so wird die Glimmlichtröhre genau den Stromimpulsen im Kreise A folgend leuchten und alle Veränderungen anzeigen, die im Stromverlauf dieses Kreises eintreten. Wird die Röhre an den Kreis B angelegt, so zeigt sie jetzt den Stromverlauf im Kreise B.

Auf diese Weise ist es möglich, alle Schwingungsvorgänge sowohl in einfachen, wie in gekoppelten Schwingungskreisen zur Darstellung zu bringen und aus der Form und Größe der in dem rotierenden Spiegel erscheinenden aufgelösten Funkenbilder Aufklärung zu erhalten über die in den einzelnen Kreisen bei verschiedener Koppelung vorherrschenden Stromstärken, die Größe der gegenseitigen Energieentziehung und die Dämpfung.

Ferner kann man den Apparat dazu benutzen, um aus der bekannten Umdrehungszahl des Spiegels und dem zu messenden Sehwinkel die Schwingungsdauer T und damit die Wellenlänge rechnerisch zu ermitteln. E.

(Eingesandt 1. Februar 1910.)

Detektoren.

Der physikalische Vorgang in der Schlömilchzelle.

Von **P. Ludewig.**

Der elektrolytische Detektor wurde im Jahre 1903 von Schlömilch[1]) bei Versuchen gefunden, die sich mit dem Verhalten von Polarisationskapazitäten gegenüber elektrischen Wellen beschäftigten. Schlömilch beschreibt ihn folgendermaßen:

„Wenn man eine gewöhnliche Polarisationszelle mit Platin oder Goldelektroden in verdünnte Säure eingetaucht an eine Stromquelle anschließt, deren elektromotorische Kraft um einen geringen Betrag höher ist als die gegenelektromotorische Kraft der Zelle, so daß durch die Zelle ein dauernder Zersetzungsstrom fließt und sich eine zarte Gasentwickelung an den Elektroden einstellt, so zeigt ein in den Stromkreis eingeschalteter Stromanzeiger eine Verstärkung des Stromes an, sobald die Zelle durch elektrische Wellen bestrahlt wird."

Er fand ferner folgende Tatsachen:

a) Die Anordnung wird um so empfindlicher, je kleiner der Durchmesser des Platindrahtes ist. (Er benutzte Drähte bis zu 0,001 mm Dicke.)
b) War die Elektrode mit der kleinen Oberfläche negativ, so verschwand die Wirkung fast vollständig.
c) Benutzt man als Elektroden eine Kombination, deren eigene elektromotorische Kraft groß genug ist, so wird die hilfselektromotorische Kraft resp. das Potentiometer überflüssig.

Die Schaltung der Zelle im Empfangskreis zeigt Fig. 1.

Die Frage nach dem physikalischen Vorgang in der „Schlömilchzelle" läßt er vollkommen unbeantwortet und, obgleich seitdem eine große Anzahl von Arbeiten über denselben Gegenstand erschienen sind, stehen sich heute noch verschiedene Ansichten gegenüber.

Fast gleichzeitig mit Schlömilch veröffentlichte Fessenden[2]) einen Detektor, der mit der Schlömilchzelle eine große Ähnlichkeit

1) Schlömilch, Elektrot. Ztschr. 1903, S. 959.
2) Fessenden, Electrician 51, 1042, 1903.

hatte. Er war ausgegangen von Versuchen über die Baretterwirkung von dünnen Drähten und hatte versucht an Stelle eines dünnen Drahtes einen Flüssigkeitsfaden zu setzen. Damit war es zu einer Anordnung gekommen, die der Schlömilchzelle sehr ähnlich sieht (vgl. Fig. 2).

Es ist kein Zweifel, daß mit dieser Form alle die Versuchsbedingungen erreicht waren, die für die Schlömilchzellen charakteristisch sind. Fessenden behauptet aber in allen seinen folgenden einschlägigen Veröffentlichungen, daß diese Anordnung lediglich auf einer Baretterwirkung — er nennt sie liquid baretter — beruhe, daß

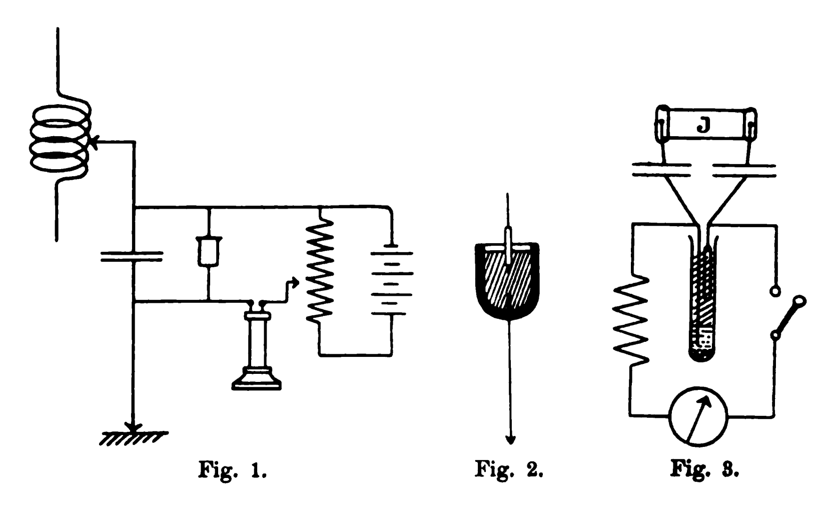


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

durch die auftreffenden Schwingungen infolge der Temperaturerhöhung des zwischen den beiden Elektroden liegenden Flüssigkeitsfadens eine plötzliche Widerstandsabnahme — die verwendeten Flüssigkeiten haben negativen Temperaturkoeffizienten — auftrete, die den Ton im Telephon hervorrufe. Er ist dieser Ansicht bis in die letzte Zeit treu geblieben, und es ist interessant zu sehen, wie in allen anderen Arbeiten über diesen Gegenstand immer wieder die Polemik gegen seine Auffassung zutage tritt.

Ehe wir die Anschauung besprechen, die bisher die größte Wahrscheinlichkeit hatte, mögen noch zwei andere Erklärungsversuche erwähnt werden.

Ferrié[1]) nimmt an, daß die kleine Platinelektrode wie ein Kondensator wirke, dessen Dielektrikum das durch den Hilfsstrom ab-

1) Ferrié l'éclarage electrique XLIV. p. 400, 1905.

geschiedene Gas sei. Dieser Kondensator werde durch die hilfselektromotorische Kraft aufgeladen und durch das Auftreffen der elektrischen Wellen zur Entladung gebracht und bewirke so die im Telephon oder Galvanometer beobachtete Verstärkung des Stromes.

De Forest[1]) glaubt, daß die Wirkung des elektrolytischen Empfängers lediglich auf einem elektrolytischen Phänomen beruhe. Er nimmt an, daß sich durch den infolge der hilfselektromotorischen Kraft hervorgerufene Strom zwischen der kleinen und der großen Elektrode metallische Brücken bilden, die beim Auftreffen von Wellen zerstört werden. Die Zelle soll also nach ihm wie ein Antikohärer wirken.

Kurz nach der ersten Veröffentlichung Schlömilchs trat Reich[2]) mit sehr instruktiven, weiter unten beschriebenen Versuchen über den elektrolytischen Detektor hervor. Er glaubt aus ihnen schließen zu müssen, daß die Wirkung der Wellen in einer Entpolarisation der Zelle beruhe. Eine ganze Reihe von Autoren sind ihm in dieser Ansicht gefolgt, wie Dieckmann[3]), Rothmund und Lessing[4]), Nernst und Lerch[5]), Ives[6]). Die verschiedenen Gründe, die sie dafür anführen, daß die Polarisation bei der Schlömilchzelle die Hauptrolle spiele, lassen sich unter folgenden Gesichtspunkten zusammenfassen:

1. Der elektrolytische Detektor wirkt nur, — dies „nur“ ist, wie wir später sehen werden, mit Vorsicht aufzufassen — wenn die kleine Platinspitze Anode ist. Nach Fessendens Erklärung müßte die Stromrichtung gleichgültig sein.

2. Die Empfindlichkeit des Detektors hängt nur von der Größe nicht von der Form der kleinen Elektrode ab. Wäre Baretterwirkung vorhanden, so müßte neben der Größe auch die Form der Elektrode, die auch für die Größe des wirksamen Flüssigkeitsfadens maßgebend ist, von Einfluß sein.

3. Der Detektor wirkt auch, wenn der Elektrolyt erhitzt wird.

4. Die Fessendensche Erklärung setzt voraus, daß der Elektrolyt einen negativen Temperaturkoeffizienten hat. Nur dann kann bei dem

1) De Forest, Electrician 54, 94, 1904.
2) Reich, Phys. Ztschr. 5, 338, 1904.
3) Dieckmann, Phys. Ztschr. 5, 529, 1904.
4) Rothmund u. Lessing, Ann. d. Phys. 15, 193, 1904.
5) Nernst u. Lerch, Ann. d. Phys. 15, 836, 1904.
6) Ives, Electric. World and Eng. 24, 1904.

Auftreffen der Wellen der Widerstand des Flüssigkeitsfadens erniedrigt werden. Die Versuche zeigen aber, daß, auch wenn man einen Elektrolyten mit positiven Temperaturkoeffizienten benutzt, beim Auftreffen von Wellen eine Widerstandsabnahme eintritt.

5. Sehr instruktiv ist folgender Versuch (vgl. Fig. 3). Gießt man in ein Gefäß Kupfersulfat und darüber vorsichtig eine Kochsalzlösung, so daß sich die Flüssigkeiten nicht mischen, und benutzt man als aktive Elektrode einen in eine Glasröhre eingeschmolzenen dünnen Cu-Draht, so beobachtet man folgendes. Taucht die aktive Elektrode in die Kochsalzlösung (Polarisation vorhanden), so erhält man beim Auftreffen von Wellen ein starkes Ansteigen des Stromes, taucht sie aber in die $CuSO_4$-Lösung, in der bei dieser Kombination keine Polarisation möglich ist, so sinkt die Stromstärke. Die Anordnung wirkt dann als Antikohärer [Dieckmann[1])].

6. Überzieht man die Elektroden mit Platinschwarz, beseitigt man also die Möglichkeit des Wirksamwerdens der Polarisation, so wird der Detektor inaktiv.

7. Benutzt man an Stelle der elektrischen Wellen die nicht oszillatorische Entladung eines Kondensators, so beobachtet man nur dann eine Zunahme des Hilfsstromes, wenn die Entladung gegen den konstanten Strom fließt [Reich[2])].

8. Die Verstärkung des Hilfsstromes ist so groß, daß sie unmöglich durch eine infolge Wärmeentwickelung entstandene Erhitzung der Flüssigkeit erklärt werden kann [Reich[2])].

Während sich die Nr. 1—5 speziell gegen die Anschauung von Fessenden wenden, zeigt Nr. 6 und 7 ganz deutlich, daß die Polarisation eine wichtige Rolle spielen muß. Reich nimmt, wie gesagt, an, daß bei dem Auftreffen der Wellen eine Depolarisation eintrete, die die Verstärkung des Stromes zur Folge habe. Im wesentlichen ist dasselbe auch die Ansicht der anderen oben erwähnten Autoren. So schreiben Rothmund und Lessing[3]): „Trifft ein Wellenzug auf eine z. B. kathodisch polarisierte Zelle, so wird die anodische Komponente die Zelle leicht passieren und einen Teil des in der Elektrode und deren Umgebung angesammelten Wasserstoffs oxydieren und somit eine Depolarisation bewirken, die kathodische Komponente dagegen wird, da sie die schon vorhandene Polarisation erhöht, gar nicht oder nur zum Teil hindurchgelassen.“

1) Dieckmann, Phys. Ztschr. 5, 529, 1904.
2) Reich, Phys. Ztschr. 5, 338, 1904.
3) Drudes Ann. 15, 193, 1904.

Zu erwähnen ist hier noch eine Arbeit von Nernst und Lerch[1]), die unabhängig von Schlömilch etwa ein Jahr später auf der Suche nach einem Nullinstrument für die mit Hochfrequenzstrom gespeiste Wheatstonesche Brücke den elektrolytischen Detektor fanden. Auch nach ihnen spielt hier die Polarisation die Hauptrolle. Seine Wirkung soll beruhen auf dem durch die Wellen verursachten Durchschlagen von Übergangsschichten.

Während die bisher erwähnten Autoren sich die Wirkung der Schlömilchzelle in einer durch die auftreffenden Schwingungen eintretenden Beseitigung der Polarisationsgegenspannung denken, vertritt Brandes[2]) eine etwas andere Ansicht. Nach ihm ist die in der Schlömilchzelle auftretende Polarisation auch das Wesentliche der Erscheinung. Er veranschaulicht sich nur die Wirkung der Wellen in einer anderen Weise, indem er von der von Kaufmannn und H. Th. Simon mit großem Erfolge angewandten Charakteristiken-Darstellung ausgeht. Die Theorie ist nicht nur für den elektrolytischen Detektor aufgestellt, sondern soll allgemein die Erscheinungen der Gleichrichterwirkung verschiedener Anordnungen (Aluminiumzelle, Vakuumröhren, Empfänger für drahtlose Telegraphie insbesondere die Schlömilchzelle) erklären.

Die Charakteristik einer Schlömilchzelle verläuft im ersten und vierten Quadranten und hat nach Brandes etwa die Gestalt der Fig 4.

Die Kurve läßt sich nach Brandes analytisch darstellen in der Form:

$$\tau = a\,\varepsilon + b\,\varepsilon^2 + c\,\varepsilon^3.$$

Ist hierin $b = c = 0$, so gibt die Formel einfach das Ohmsche Gesetz. Ist $b = 0$, kommt also ε nur in der ersten und dritten Potenz vor, so ist die Kurve im ersten und dritten Quadranten symmetrisch (Kurve A der Fig. 5). Ist a, b und c ungleich Null, so erhält man die Unsymmetrie, die für die Gleichrichterwirkung, d. h. für unseren Fall charakteristisch ist (Kurve B der Fig. 5).

Überlagert man dieser Charakteristik eine Wechselstromschwingung von kleiner Amplitude, so hängt die Gleichrichterwirkung der Zelle von der Stelle der Charakteristik ab, auf der man sich befindet und

1) Nernst und Lerch. Ann. d. Phys. 15, 836, 1904.
2) Brandes, Elektrot. Ztschr. 1906, S. 1015.



zwar ist nach Brandes die Gleichrichterwirkung um so besser, je kleiner der Krümmungshalbmesser an dem betreffenden Punkte ist und je steiler die Charakteristik verläuft. Man hat es also nach seiner Ansicht mit einer durch die eigenartige Form der Kurve bedingten, reinen Gleichrichterwirkung zu tun, die darauf beruht, daß der eine Teil der Schwingung ungehindert hindurchgelassen wird, während der andere abgedrosselt wird. Die Polarisation ist also nicht beseitigt gedacht.

Es ist jetzt die Frage, ob man sich die Wirkung der Wellen in der eben skizzierten Weise oder einfach auf einem Durchschlagen von

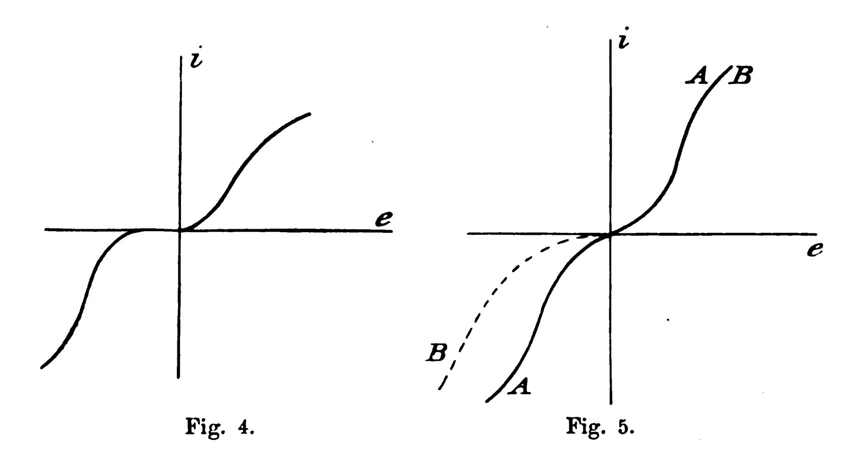


Fig. 4. Fig. 5.

Polarisations-Übergangsschichten beruhend denken soll. Unter beiden Voraussetzungen kann man von einer Gleichrichterwirkung der Zelle sprechen, da der hervorgebrachte Effekt in einem durch die Wechselstrom-Überlagerung hervorgerufenen Gleichstromverstärkung besteht. Jedoch ist der physikalische Vorgang in der Zelle nach den beiden gegenüberstehenden Ansichten ein durchaus verschiedener. Es gilt daher eine Entscheidung zwischen ihnen zu treffen. Dazu war nötig, die Charakteristiken von Schlömilchzellen aufzunehmen. Zu diesem Zwecke wurden von mir eine große Anzahl von Schlömilchzellen hergestellt, und zwar aus Platindrähten von 0,1; 0,05; 0,03; 0,01; 0,007 mm Durchmesser. Das Glas wurde an der Stelle, wo der Platindraht herausragte, sorgfältig abgeschliffen, so daß ein ganz bestimmter Querschnitt des Drahtes wirksam war. Als zweite Elektrode

diente ein Bleidraht, als Elektrolyt Akkumulatorensäure. Die Schaltung, die zur Aufnahme der Charakteristiken benutzt wurde, zeigt Fig. 6.

Als Ampèremeter diente ein Drehspulgalvanometer von Hartmann und Braun mit direkter Zeigerablesung und einer Empfindlichkeit von $1^0 = 2{,}7 \cdot 10^{-6}$ Ampère. Der Widerstand des Ampèremeters betrug 4,8 Ohm, der des Telephons 200 Ohm. Das Voltmeter ist so geschaltet, daß es den bei der geringen Stromstärke vollkommen zu vernachlässigenden Spannungsabfall über dem Ampèremeter mitmißt.

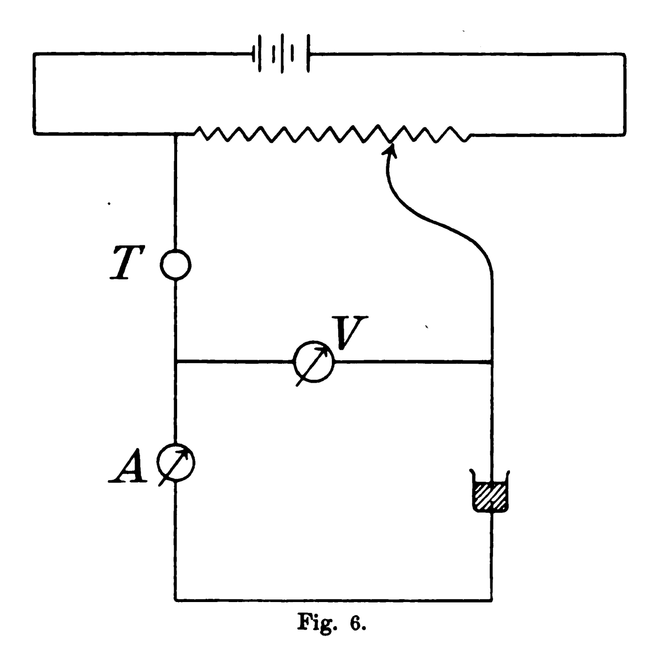


Fig. 6.

Bei anfänglichen, orientierenden Versuchen zeigte es sich, daß die Charakteristik einer Schlömilchzelle nicht einen festen, sondern je nach der Vorgeschichte der Zelle einen wechselnden Verlauf hat. Der zu einem bestimmten Stromwert gehörende Spannungswert liegt anders, je nachdem man die Charakteristik in dem einen oder dem anderen Sinne durchläuft. Ferner zeigte es sich, daß bei etwas stärkerem Strom ein Zucken der Stromstärke eintritt, das von dem Ablösen einer Gasblase abhängt. Bei starkem Strom ziehen sich nämlich, wie man mit dem Mikroskop beobachten kann, die im Anfang in großer Zahl hervorquellenden kleinen Gasblasen zu einer einzigen großen zusammen

Auch die Schnelligkeit, mit der man von Punkt zu Punkt auf der Charakteristik vorgeht, und die Größe dieser Sprünge sind von Einfluß. Bose[1]), der ähnliche Versuche zur Bestimmung der Zersetzungsspannungen der verschiedensten Kombinationen gemacht hat, klagt auch über diese Erscheinungen. Er hat sie zum Teil dadurch vermieden, daß er durch einen mit Motor betriebenen Schleifkontakt den Widerstand des Potentiometers, mit der er die Spannung über der Zelle langsam ändert, kontinuierlich vergrößert oder verkleinert. Die unten diskutierten Charakteristiken sind von mir immer nach einer längeren Ruhepause der Zelle ausgeführt; die Sprünge sind immer möglichst gleich gemacht. Ein Probeversuch ergab, daß mehrere zu verschiedenen Zeiten so aufgenommene Charakteristiken vollkommen übereinstimmten.

Aus den Kurven ergab sich ferner, daß der Winkel, unter dem an der kleinen Elektrode der Platindraht gegen die Glasoberfläche geneigt ist, von sehr großer Bedeutung ist. Selbstverständlich ändert sich mit diesem Winkel die Größe des wirksamen Drahtquerschnittes. Die in den Fig. 7 und 8 mitgeteilten Charakteristiken gehören zu Schlömilchzellen, deren Plattendraht die abgeschliffene Glasoberfläche senkrecht schneidet. Liegt der Draht schräg zu der Oberfläche, so ändert sich der Verlauf der Charakteristik so, als ob man einen dickeren Draht benutzt hätte. Man könnte so diese Aufnahme der Charakteristiken zu einer Auslese von brauchbaren Schlömilchzellen benutzen.

Es ist danach klar, daß man die in den Fig. 7 und 8 mitgeteilten Charakteristiken nicht als Normalcharakteristiken betrachten darf. Sie sollen nur qualitativ eine Übersicht gestatten.

Aus den in Fig. 7 enthaltenen Kurven ergibt sich, daß bei allen in der Nähe des Zersetzungspunktes der schärfste Knick vorhanden ist. Die auf S. 416 entwickelte Brandessche Theorie verlangt aber, daß die Empfindlichkeit der Schlömilchzelle am größten an der Stelle ist, wo der Krümmungshalbmesser am kleinsten ist, also in unserem Falle in der Nähe dieses Zersetzungspunktes. Das ist aber, wie das Experiment ergibt, nicht der Fall. Die Schlömilchzelle wird um so empfindlicher, je stärker der durch sie hindurchgehende Strom ist. Natürlich kann man diesen Strom nicht beliebig vergrößern, da sonst

1) Bose, Ztschr. f. Elektrochemie 5, 153, 1898.

das bekannte, durch die Ablösung von größeren Gasblasen bedingte Rauschen im Telephon entsteht, welches die eigentlichen Zeichen vollkommen überdeckt.)

Die Fig. 7 zeigt ferner, daß die Kurven, die zu dem größeren Drahtquerschnitt gehören, einen schärferen Knick als die anderen auf-

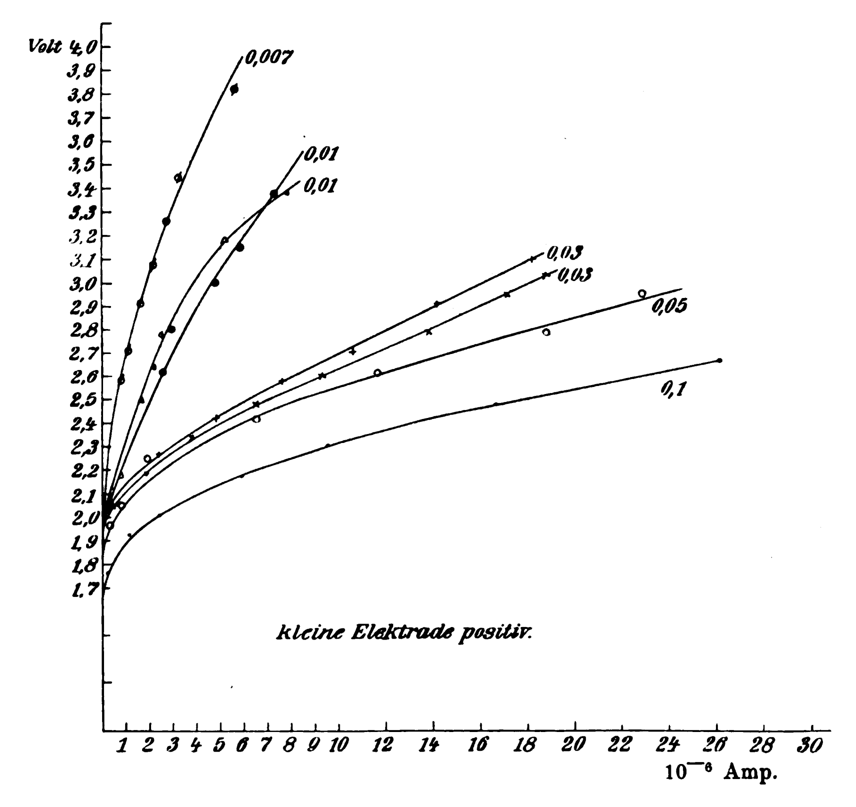


Fig. 7.

weisen. Nach Brandes' Annahme müßten sie die empfindlicheren sein. Auch diese Folgerung steht nicht im Einklang mit dem Experiment. Die Schlömilchzelle wird bei ungeänderter Schaltung um so empfindlicher, je dünner der verwendete Platindraht ist.

Die Kurven der Fig. 7 decken sich deswegen nicht, weil mit abnehmendem Platindrahtquerschnitt der Widerstand der Zelle größer wird. Es läßt sich daher z. B. die Kurve des 0,1 mm-Drahtes in

die Kurve des 0,007 mm-Drahtes durch hinreichenden Vorschaltwiderstand überführen. Schert man nämlich jede Kurve über die durch den Nullpunkt gehende Gerade, die mit der Geraden parallel läuft, welcher sich die Charkteristik bei höheren Stromwerten annähert, so erhält man Kurven, die sich fast überdecken. Der verschiedene Verlauf der Kurven ist also nur durch den Vorschaltwiderstand bedingt. Diese Tatsache hat keinen Einfluß auf unsere Beurteilung der Brandesschen Theorie.

Nach dem Obigen ist zwischen der Brandesschen und der zuerst von Reich aufgestellten Theorie zugunsten der letzteren entschieden.

Nimmt man die ganze Charakteristik einer Schlömilchzelle auf, also auch den Ast, bei dem die kleine Elektrode Kathode ist, wie es in Fig. 8 mit zwei Schlömilchzellen von verschiedenem Drahtquerschnitt geschehen ist, so erhält man die schon erwähnte Unsymmetrie. Es zeigt sich, daß, auch wenn die kleine Elektrode negativ ist, erst ein bestimmter, freilich niedriger gelegener Spannungswert nötig ist, um einen Strom durch die Zelle zu leiten. Diese eigenartige Unsymmetrie ist nur durch die geringe Größe der einen Elektrode bedingt. Würden die Elektroden gleich sein, so müßte die Kurve im ersten und vierten Quadranten symmetrisch verlaufen. Die Ursache dieser Erscheinung liegt nach Nernst[1]) in folgendem. Bei der Besprechung der uns interessierenden Kombination: kleine Platinelektrode gegenüber großem Platinblech mit Schwefelsäure als Elektrolyt schreibt er folgendes:

„Bekanntlich entwickelt sich hier an der Kathode Wasserstoff, an der Anode Sauerstoff, vorausgesetzt natürlich, daß man mit unangreifbaren Elektroden operiert. Aus der obigen Tabelle[2]) schließen wir, daß eine Elektrolyse erst von statten gehen kann, wenn man eine größere Spannung als 1,08 Volt anwendet. Mit dieser Spannung können an der Kathode die Wasserstoffionen, an der Anode die doppelt geladenen Sauerstoffionen herauselektrolysiert werden. Tatsächlich findet man auch, wenn man eine kleine Platinspitze als Kathode und eine große platinierte Platinspitze als Anode benutzt, daß sich mit 1,1 Volt an der kleinen Spitze bereits stürmisch Wasserstoff entwickelt,

1) Nernst, Theoretische Chemie, 4. Aufl., S. 713, 1903.

2) H = ± 0 OH = 1,68
O = 1,08 SO_4 = 1,9
H_2SO_4 = 2,6

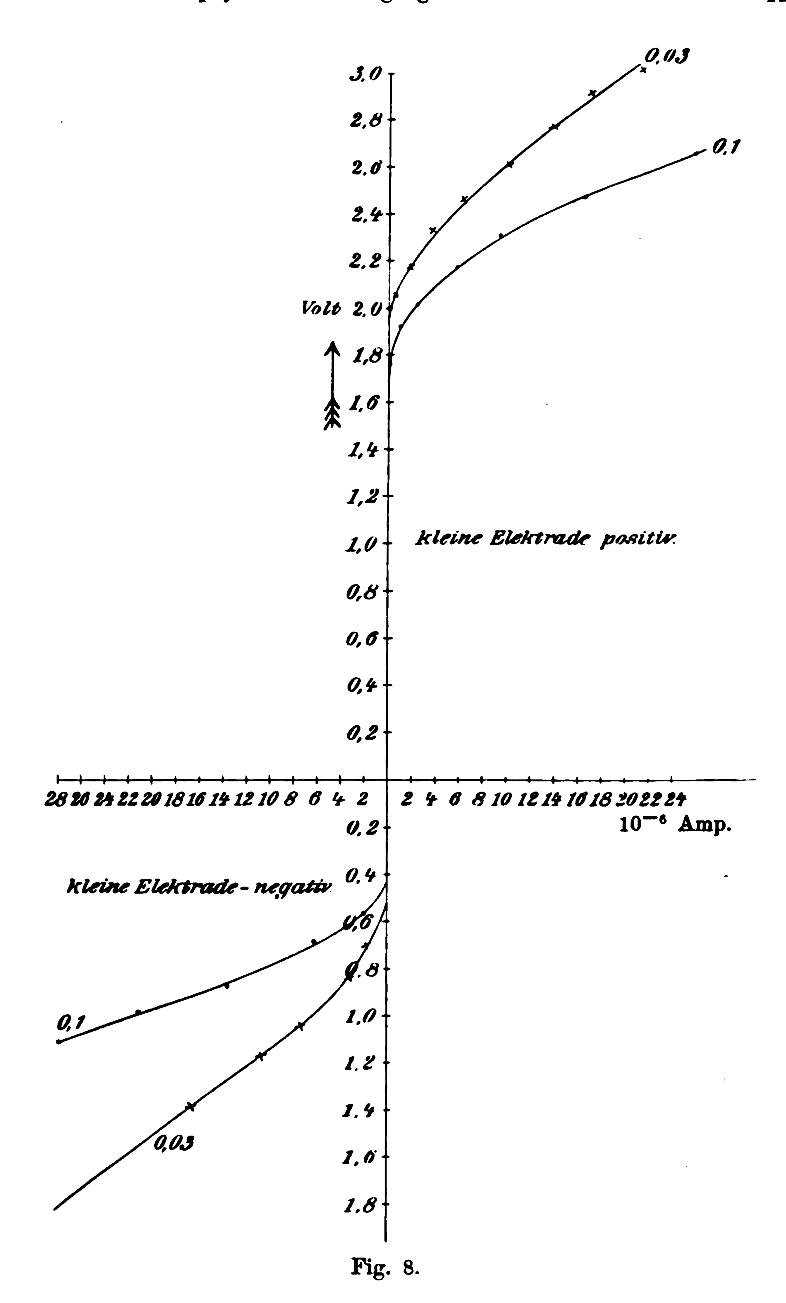

0,03
0,1
Volt
kleine Elektrode positiv
kleine Elektrode - negativ
10^{-6} Amp.
0,1
0,03

Fig. 8.

und es kann die Elektrolyse mit dieser Kraft beliebig lange fortgesetzt werden. Stellen wir aber einer großen mit Wasserstoff geladenen Platinplatte als Kathode eine kleine Platinspitze als Anode gegenüber, so treten Sauersoffbläschen daselbst erst bei Kräften über 1,68 Volt auf, d. h. erst wenn der Zersetzungspunkt der Hydroxylionen überschritten ist, und eigentlich stürmisch wird die Elektrolyse erst bei noch höheren elektromotorischen Kräften, bei denen auch SO_4-Ionen herauselektrolysiert werden können. Die doppelt geladenen Sauerstoffionen sind aber in so geringer Menge vorhanden, daß eine flotte Elektrolyse mit ihnen nicht möglich ist, im Gegensatz zu den Wasserstoffionen, die ja sehr reichlich in der Lösung vorhanden sind und sich daher in sehr großen Mengen abscheiden können, sobald die hinreichende Spannung vorhanden ist. Günstiger liegt die Sache schon für die Hydroxylionen, deren Konzentration ja sehr viel größer ist, als die der doppelt geladenen Sauerstoffionen; aber damit eine sehr flotte Elektrolyse stattfinden kann, muß die Spannung so groß sein, daß sich sowohl an Kathode wie Anode eine in größerer Konzentration befindliche Ionengattung abscheiden kann.“

Die Charakteristik einer Schlömilchzelle können wir angenähert durch die Formel darstellen:

$$i = \frac{e - \varepsilon}{w},$$

wo e die äußere elektromotorische Kraft, ε die Zersetzungsspannung und w der gesamte Widerstand des Kreises mit Einschluß der Zelle ist. Dabei ist zu beachten, daß einmal ε im ersten und vierten Quadranten einen anderen Wert hat und daß zweitens, wie auch schon Bose gezeigt hat, in der Nähe des Zersetungspunktes die Charakteristik von der durch die Formel verlangten Geraden abweicht.

Befinden wir uns nun an irgend einem Punkte der Charakteristik und lassen wir auf die Schlömilchzelle elektrische Wellen einwirken, so wird das Knacken im Telephon dadurch hervorgerufen, daß durch die elektrischen Schwingungen die durch Polarisation an der kleinen Elektrode gebildeten, aus Gas bestehenden Übergangsschichten durchschlagen werden. Damit springt die Stromstärke, die bisher bei einem bestimmten Wert e_0 der äußeren elektromotorischen Kraft einen durch die Gleichung

$$i = \frac{e_0 - \varepsilon}{w}$$

gegebenen Wert hatte, auf einen Wert, der durch die Gleichung

$$i = \frac{e_0}{w}$$

gegeben ist, da die gegenelektromotorische Kraft der Polarisation durch die Wellen momentan beseitigt zu denken ist. Versuche von Tissot[1]) die zeigen, daß der durch die Schlömilchzelle ausgelöste Effekt nicht direkt proportional der übermittelten Energie ist, sondern einem Maximum zustrebt, lassen es als wahrscheinlich erscheinen, daß die Hauptwirkung auf die Zelle durch die erste Amplitude des Wellenzuges bedingt ist, daß die Schlömilchzelle kein integrierender Empfänger ist.

Wir müssen dann ferner annehmen, daß nach dem Durchschlagen der Übergangsschichten der frühere Zustand in einer Zeit wieder hergestellt, die gegenüber dem Zwischenraum zwischen zwei Wellenzügen sehr gering ist.

Läßt man auf die Schlömilchzellen, deren Charakteristiken in Fig. 7 gegeben sind, in der Schaltung der Fig. 9 elektrische Wellen von derselben Stärke einwirken, so zeigt sich folgendes. Die Charakteristik verschiebt sich so, daß der Winkel zwischen Ordinatenachse und Charakteristik wächst und zwar um so mehr, je kleiner der Drahtquerschnitt der kleinen Elektrode ist. Während diese Verschiebung bei dem 0,1 mm Drahte nur ganz gering ist, ist sie bei dem 0,007 mm Drahte sehr beträchtlich. Man muß danach annehmen, daß die auf die verschiedenen Schlömilchzellen in gleicher Stärke wirkenden Wellen bei der relativ großen Oberfläche des 0,1 mm Drahtes jene durch Polarisation geschaffenen Übergangsschichten nur in geringem Maße beseitigen können, daß sie um so wirksamer werden, je kleiner der Drahtquerschnitt ist.

[Bei diesen Versuchen ist als Sender der Wellen, wie Fig. 9 zeigt, eine Anordnung getroffen, die von W. Hahnemann in seinem bekannten Wellenmesser vorgesehen ist und die zur Erzeugung von schwachgedämpften elektrischen Schwingungen dient. Man vermeidet bei diesen Versuchen zweckmäßig ein Induktorium, da man sonst die induzierende Wirkung des Schwingungskreises auf den Gleichstromkreis schwer beseitigen kann. Bei der von mir benutzten Schaltung

1) Tissot, Electrician **60**, 25, 1907.



war dieser Übelstand ganz vermieden. Man kann die ganze Apparatur auf kleinem Raum aufbauen und erhält eine scharfe Resonanz.]

Die Frage, ob der elektrolytische Detektor auch zu verwenden ist, wenn die kleine Elektrode Kathode ist, ist von verschiedenen Autoren verschieden beantwortet. Die einen behaupten, daß er in

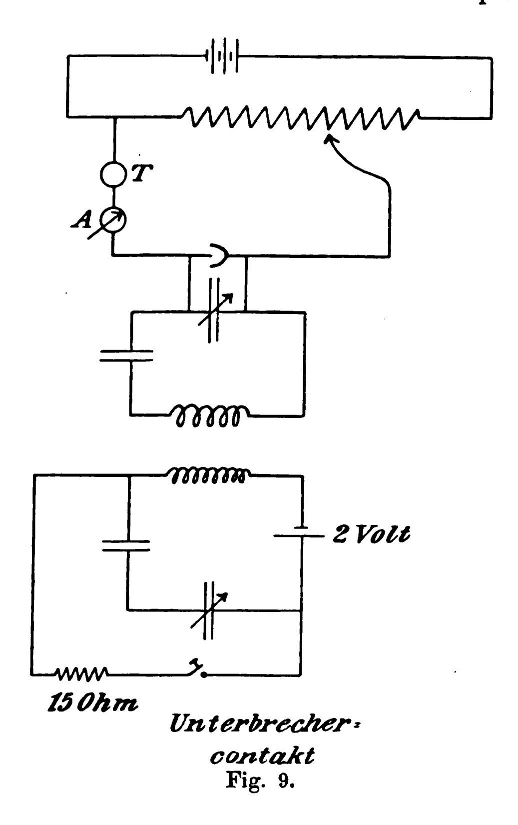


Fig. 9.

dieser Schaltung überhaupt nicht funktioniere, die anderen, daß die Empfindlichkeit bei positiver und negativer Elektrode gleich sei und wieder andere, daß er bei kleiner Elektrode als Kathode schlechter funktioniere, als bei umgekehrter Stromrichtung. Diese widersprechenden Resultate sind einmal damit zu erklären, daß eine einwandfreie Methode zum Vergleich von Schlömilchzellen noch aussteht, und daß zweitens, wie schon früher erwähnt, die Empfindlichkeit der Zellen

außerordentlich von der Größe der äußeren elektromotorischen Kraft und auch von der Benutzungsdauer abhängt. Nach unseren Kurven aus Fig. 8 und der Vorstellung, die wir uns von den physikalischen Vorgängen in der Zelle gemacht haben, ist die Empfindlichkeit bei negativer kleiner Elektrode geringer, da hier der Unterschied zwischen den beiden Kurven

$$i = \frac{e_0 - \varepsilon}{w}$$

und

$$i = \frac{e_0}{w}$$

kleiner ist, als bei positiver kleiner Elektrode. Es zeigt sich ferner, daß bei dieser Stromrichtung bei Aufnahme von Charakteristiken auch schon bei geringen Stromwerten, wo also das früher erwähnte Zucken infolge der Ablösung von größeren Blasen noch nicht auftritt, Sprünge und plötzliche Stromschwankungen entstehen, die wahrscheinlich ihre Ursache darin haben, daß zwischen der Platinspitze als Kathode und der Flüssigkeit als Anode — bei umgekehrter Stromrichtung ist das unmöglich — kleine Fünkchen auftreten, die die Platinspitze zerstören. Tatsächlich nutzt sich auch eine Zelle bei dieser Stromrichtung schneller ab, als bei der umgekehrten.

Elektrotechnisches Institut des Physikalischen Vereins zu Frankfurt a. M.

Zusatz bei der Korrektur.

Eine Entscheidung zwischen der Brandeschen und der Reichschen Auffassung (vgl. S. 420) liefert direkt folgender Versuch. Die reine Gleichrichterwirkung, wie sie Brandes annimmt, läßt bei Einwirkung der Wellen auf die Schlömilchzelle nur den Teil der Schwingung wirksam werden, der dasselbe Vorzeichen hat, wie der Strom, welcher durch die hilfselektromotorische Kraft hervorgerufen wird. Gelänge es eine Anordnung zu treffen, bei der auch der andere Teil ausgenützt würde, so müßte man eine doppelte Empfindlichkeit erhalten. Tatsächlich kann man, wenn man die bekannte Graetzsche Schaltung von Gleichrichterzellen anwendet, diese Versuchsbedingungen herstellen. Die Schaltung ist in Fig. 10 gegeben.

Vier Zellen mit kleinen Elektroden, deren Platindraht 0,01 cm im Durchmesser betrug, sind in der aus der Zeichnung ersichtlichen Weise hintereinander geschaltet. An den beiden gegenüberliegenden

Ecken des so entstehenden Vierecks, an denen Spitze und Spitze resp. Bleidraht und Bleidraht miteinander verbunden sind, ist eine mittels Potentiometer variabele elektromotorische Kraft angelegt, deren Wert natürlich größer sein muß, als bei Benutzung einer einzelnen Zelle, und deren positiver Pol mit den Platinspitzen zusammenfällt. Die Hilfsspannung wird so groß gewählt, daß gerade ein kleiner Zer-

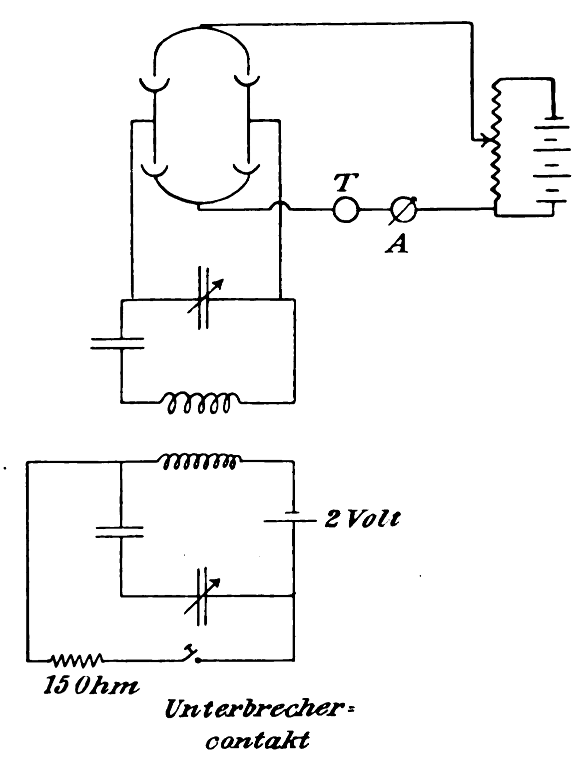


Fig. 10.

setzungsstrom durch die Zellen hindurchfließt. Verbindet man die beiden anderen Diagonalecken des Vierecks mit den Klemmen des Kondensators im Schwingungskreis — wie ersichtlich, wird bei dieser Schaltung der Blockierungskondensator überflüssig —, so müßte nach der Brandeschen Annahme der eine Wechsel der Schwingung durch ein Paar, der andere durch das andere Paar gegenüberliegender Zellen hindurchgehen und dadurch die oben erwähnte Steigerung der Empfindlichkeit hervorrufen.

Stellt man also nacheinander die beiden Schaltungen der Fig. 9 und Fig. 10 her und läßt man die beiden gekoppelten Schwingungskreise ungeändert, so ist die Stärke der Koppelung der beiden Selbstinduktionsspulen, bei der gerade noch im Telephon ein Zeichen vernommen wird, ein Maß für die Empfindlichkeit der Schlömilchzellenschaltungen. Führt man diesen Versuch[1]) aus, so findet man, daß die Graetzsche Schaltung der Zellen um ein geringes unempfindlicher ist als die gewöhnliche Schaltung.

Diese Tatsache steht direkt im Widerspruch mit der Brandeschen Theorie. Sie läßt sich dagegen aus den von uns angenommenen Gesichtspunkten, wie folgt, erklären.

Die Charakteristik der vier in Graetzscher Schaltung vereinigten Zellen ist bei der Hintereinander- und Parallelschaltung von je 2 Zellen dieselbe wie die einer einzigen Zelle. Da, wie wir gesehen haben, die Polarisation der Zellen je nach der Intensität der auftreffenden Welle mehr oder weniger beseitigt wird, und da ferner diese Wirkung umgekehrt proportional der Größe der in Wirkung tretenden Platindrahtquerschnitte ist, so ist es einleuchtend, daß bei der Graetzschen Schaltung, bei der dieselbe Energie, die vorher auf eine Zelle allein wirkte, sich auf die 4 Zellen verteilt, nicht eine größere Empfindlichkeit erwartet werden kann.

1) Es ist hierbei, wie schon oben erwähnt, darauf zu achten, daß man vergleichbare Versuchsbedingungen wählt; da die Empfindlichkeit proportional der Gleichstromstärke ist, so muß man entweder in den zu vergleichenden Fällen auf gleiche Gleichstromstärke einstellen, oder, was wohl für die Beurteilung der Empfindlichkeit logischer ist, je auf die größte Gleichstromstärke, bei der das störende Nebengeräusch im Telephon noch nicht auftritt. Diese letztere Methode ist hier angewendet.

(Eingesandt 9. Oktober 1909.)



Patentschau.

Von **H. Eales.**

---

1. Verfahren und Einrichtungen zur Erzeugung elektrischer Schwingungen.

Das D. R. P. 219416 der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen a. Rh. stellt ein Zusatzpatent zu D. R. P. 201279 nebst Zusätzen 204997, 212051 und 212501 dar, in denen es sich um Verfahren zur Herstellung langer, ständig brennender Lichtbögen, welche zur Ausführung chemischer Gasreaktionen bei hoher Temperatur dienen, handelt. Diese langen Lichtbögen, welche in langgestreckten Röhren erzeugt werden, sollen nach dem vorliegenden Zusatzpatent zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie verwendet werden.

Um den Stromverbrauch von Erzeugern für schnelle elektrische Schwingungen regeln zu können, schlägt Dr. W. Burstyn in Berlin in D. R. P. 219495 vor, Vorschaltwiderstände aus einem Material von hohem positiven Temperaturkoeffizienten und möglichst geringer Wärmekapazität, z. B. von Eisen, zu verwenden und zur Vermeidung der im ersten Augenblick nach der Einschaltung auftretenden Stromerhöhung einen Schalter zu verwenden, welcher erst eine gewisse kurze Zeit nach Einschalten des Stromes einen weiteren Vorschaltwiderstand kurzschließt oder einen Nebenschluß zum Generator aufhebt.

Das Zusatzpatent 219511 zu D. R. P. 217339 der Ges. für drahtlose Telegraphie (vgl. Jahrb., 3, S. 319) schützt eine weitere Ausbildung der Schaltungsanordnung nach dem Hauptpatent, die darin besteht, daß die im Nebenkreis liegende Unterbrechungsstelle als Selbstunterbrecher ausgebildet ist. Hierdurch soll ermöglicht werden, ohne Anwendung von besonderen Indikatoren festzustellen, ob der Unterbrecher tatsächlich arbeitet, d. h. seine elektrische Funktion der Unterbrechung erfüllt.

Das Patent 216485 der Polyfrequenz-Gesellschaft betrifft ein Verfahren zur gleichzeitigen Zündung mehrerer Lichtbögen zur Zeichengebung in der Radiotelegraphie; zu diesem Zwecke wird durch plötzliche Unterbrechung eines zu den Lichtbögen angelegten Nebenschlusses in dem durch Stromquelle, induktive Widerstände und Kapazität gebildeten Stromkreise eine Überspannung zur leitenden Verbin-

dung der Elektroden hervorgerufen; dabei sollen scheiben- oder plattenförmige Elektroden benutzt werden, die entweder feststehend angeordnet sind oder in relativer Bewegung zueinander sich befinden.

J. Gr. Balsillie in Langton (England) hat sich unter Nr. 218135 einen Stromerzeuger für hohe Wechselzahl schützen lassen, bei dem die Anzahl der Ankersektionen wenig mehr oder weniger als die der Feldsektionen beträgt; die Ankersektionen sind dabei mit Kondensatoren ausgestattet, die mit ihnen entweder im Nebenschluß oder in Reihenschluß geschaltet sind, so daß die Energie jedes Wellenstoßes jeder Ankersektion zunächst aufgespeichert und alsdann an den Schwingungskreis in Abstimmung mit dessen Wechselzahl abgegeben wird. Um eine Wechselzahl von ungefähr 245000 pro Sekunde (entsprechend einer Wellenlänge von ungefähr 1200 m) zu erzeugen, muß diese Maschine 90 Polstücke und 91 Ankersektionen besitzen und mit 60 Umdrehungen pro Sekunde laufen.

Um den Koppelungsgrad zwischen zwei abgestimmten Schwingungskreisen konstant oder nahezu konstant zu halten, wenn die Schwingungszahl verändert wird, macht die Ges. für drahtlose Telegraphie nach dem D. R. P. 217731 die Kapazitäten der beiden Kreise konstant und benutzt die gesamte Selbstinduktion des ersten Kreises bei allen vorkommenden Wellenlängen zur galvanischen Koppelung, während der übrige Teil der Selbstinduktion des zweiten Kreises nicht zur Koppelung dient. Beide variable Selbstinduktionen können dabei durch eine Bewegung im richtigen Verhältnis geändert werden und außerdem kann mit der Antenne ein Korrektionsabstimmapparat verbunden sein. In den Patenten 218215 und 218216 werden Abänderungen dieses Verfahrens geschützt.

Das D. R. P. 209864 von L. Maiche in Paris (= amerikanisches Patent 890781) betrifft einen Hochfrequenztransformator ohne magnetischen Kern und von geringer Länge, aber sehr großem lichten Durchmesser; das Kennzeichen besteht darin, daß die Primärwickelung in die Sekundärwickelung versenkt ist, zum Zwecke, den gesamten, die Primärwickelung umgebenden Raum für die Induktion auszunützen.

2. Wellendetektoren.

Der Schwingungsanzeiger von Dr. Lee de Forest in New-York besteht (Fig. 1) aus einem mit einem Gase gefüllten Behälter (D), in dem drei Elektroden (F, a, b) angeordnet sind. Von diesen wird die eine (F) mittels des Stromes einer Ortsstromquelle (A) zwecks Ionisie-

rung des Gases erhitzt und sie ist an je einen Pol des Schwingungskreises (J^2, C, C') und des Empfangsstromkreises (B, T) angeschlossen. Die beiden anderen Elektroden (a, b) sind dagegen mit dem anderen Pol des Schwingungskreises bzw. des Empfangsstromkreises verbunden. Die ganze Anordnung hat den Zweck, unter Vermeidung eines Nebenschlusses des Schwingungskreises über den Empfangsstromkreis die für die drahtlose Telephonie erforderliche hohe Empfindlichkeit zu erhalten.

Im D. R. P. 216852 von Gr. Joh. Pickard in Amesburg (Mass., V. St. A.) wird die Verwendung eines Siliziumstückes als wellenempfindliches Material geschützt.

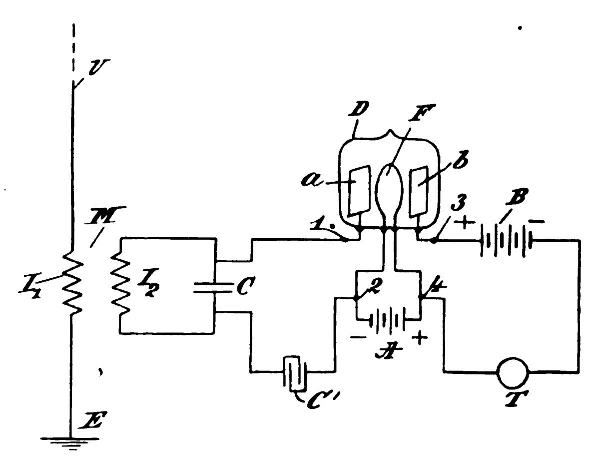


Fig. 1.

Derselbe Erfinder schlägt in D. R. P. 218194 vor, als wellenempfindliches Material ein Stück Rotzinkerz zu verwenden. In dem Zusatzpatent 219683 zu dem ebengenannten Patente hat er sich die Verwendung eines Stückes einer durch Schmelzen von weißem, pulverigen amorphen Zinkoxyd erhaltenen Masse schützen lassen, da seine Versuche ergeben haben, daß diese künstlich erhaltene Form des wasserfreien Zinkoxyds der natürlichen Form des Zinkoxyds (Rotzinkerz) in der Wirkung gleichsteht.

In dem D. R. P. 216559 hat sich O. von Bronck eine wellenempfindliche Kontaktstelle schützen lassen, deren Elektroden einerseits aus Bleiglanz, andererseits aus Tellur bestehen.

Das Verfahren zur schnellen Ermittelung der Brauchbarkeit von Wellendetektoren für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie nach

D. R. P. 212393 von Dr. M. Reich in Göttingen besteht darin, daß diese Detektoren in einem von dem Empfangssystem abhängigen besonderen Wechselstromkreis auf ihre Empfindlichkeit geprüft werden. Zur Durchführung dieses Verfahrens dient eine Hochfrequenzmaschine, in deren Stromkreis der zu untersuchende Detektor derart eingeschlossen ist, daß seine Empfindlichkeit an dem Ausschlag eines Zeigergalvanometers direkt ersehen werden kann.

Das D. R. P. 219711 von A. Gruber in Berlin betrifft eine Vorrichtung zur Einstellung und Regelung von Detektoren, insbesondere Thermodetektoren, die in Fig. 2 dargestellt ist.

Durch einen (oder mehrere) Magnete (a) kann dabei der Berührungsdruck der Elektroden des Thermodetektors (k) verändert werden,

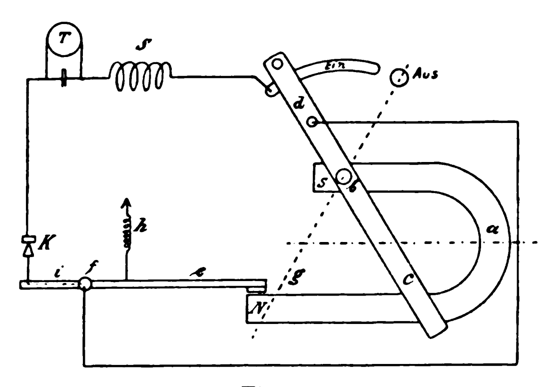


Fig. 2.

und zwar kann die Anordnung so getroffen sein, daß der Magnet durch einen drehbaren Anker (d, b, c) geschwächt bzw. verstärkt wird, wodurch durch Veränderung der magnetischen Kraft ein Entfernen bzw. Nähern der Elektroden möglich ist. Diese Anordnung kann auch gleichzeitig zur Blockierung des Schwingungskreises ($S\,T\,K$) dienen, indem zugleich mit dem Ausschalten des Detektors auch der Schwingungskreis ausgeschaltet wird.

Der Detektor nach D. R. P. 218195 der Ges. für drahtlose Telegraphie besteht ebenfalls aus zwei einander berührenden Leitern. Das Kennzeichen besteht darin, daß der Kontakt der beiden Leiter ($b\,c$ in Fig. 3) mittels einer von außen in Tätigkeit zu setzenden Vorrichtung ($f\,e$) vorübergehend aufgehoben werden kann, sich danach aber selbsttätig sofort wieder herstellt. Hierdurch soll bezweckt werden,

durch zeitweilige mechanische Unterbrechung des Kontaktes die durch allzu starke Reizungen, z. B. durch atmosphärische Einflüsse beeinträchtigte Wirksamkeit des Detektors schnell und bequem wiederherstellen zu können. Die Vorrichtung zur mechanischen Unterbrechung kann dabei mit einer Arretierung versehen sein, die es gestattet, den Detektor beispielsweise für die Zwecke des Transports oder der mechanischen Abschaltung nach Belieben in und außer Tätigkeit zu setzen, auch kann die Arretierung zwangläufig durch den Sende-Empfangsschalter bewirkt werden.

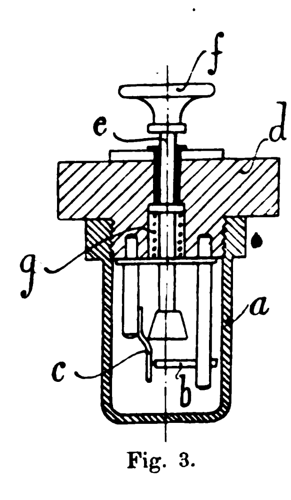


Fig. 3.

Um den Einfluß von Temperaturschwankungen auf Druckkontakte (insbesondere Thermodetektoren) auszugleichen, schlägt G. Hintz in Zeuthen bei Berlin in D. R. P. 219496 vor, die Längen und die Wärmeausdehnungskoeffizienten derjenigen Teile, welche zwischen sich die Elektroden halten, so zu wählen, daß der Druck, unter welchem die Elektroden sich gegenseitig berühren, bei Temperaturschwankungen konstant bleibt.

3. Hilfseinrichtungen für drahtlose Telegraphie.

Das D. R. P. 213813 von Dr. G. Seibt in New-York betrifft einen Transformator für elektrische Schwingungskreise, insbesondere für die Zwecke der Radiotelegraphie und Radiotelephonie, dessen Kennzeichen darin bestehen, daß die primäre oder sekundäre Selbstinduktion oder auch beide aus Windungen verschiedenen Wickelungssinnes bestehen; der Zweck dieser Anordnung besteht darin, die Koppelung durch eine einfache Bewegung beliebig lose machen zu können.

Einen Resonanztransformator mit ebenfalls veränderlicher Koppelung betrifft das D. R. P. 211517 von H. Boas in Berlin, und zwar soll dieser Transformator zur Aufladung von Kapazitäten im sekundären Kreise dienen. Hierbei sind (vgl. Fig. 4) eine oder zwei außerhalb der Sekundärspule (S) auf einen gemeinsamen Eisenkern (E) liegende Primärspulen (P_1 P_2) derart angeordnet, daß die Spulenachsen zusammenfallen; die Veränderung der Koppelung zwischen beiden Spulensystemen wird nun durch Veränderung ihres Abstandes in achsialer

Richtung bewirkt, und zwar mittels Schraubenspindeln (*A*) und Feststellvorrichtungen (*W*) in den Trägern (*H*).

Das D. R. P. 213838 (Zusatz zu D. R. P. 166946) der Ges. für drahtlose Telegraphie betrifft einen Wickelleiter für Spulen der Hochfrequenztechnik, insbesondere für Gebezwecke. Er ist dadurch gekennzeichnet, daß mehrere an ihren Enden miteinander elektrisch verbundene, aus einer großen Anzahl einzelner miteinander verseilter und gegen das Übertreten von Foucaultströmen hinreichend voneinander isolierter Leiter von höchstens 0,2 mm Querschnitt bestehende Litzen zu einem flachen Bande vereinigt werden, so daß jede einzelne Litze abwechselnd an verschiedene Stellungen des Bandes zu liegen kommt, wobei die mittlere Entfernung aller einzelnen Litzen von der Mitte des Bandes dieselbe oder annähernd dieselbe ist.

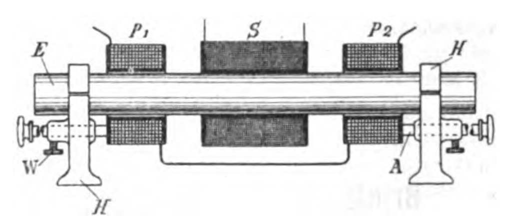


Fig. 4.

Nach dem weiteren Zusatzpatent 216811 sollen die Wickelungen im wesentlichen spiralförmig angeordnet und der Querschnitt der Litze nicht rund, wie üblich, sondern flach sein und nach dem dritten Zusatzpatente 218214 soll die Spule in Form eines Flachringes ausgebildet sein, dessen innerer Durchmesser etwa die Hälfte des äußeren beträgt, während die Dicke der Spule klein ist gegen diese Abmessungen. Für die verschiedenen Befestigungselemente (Schrauben, Griff usw.) soll Isolationsmaterial verwendet werden.

Die C. Lorenz Aktien-Gesellschaft hat sich im D. R. P. 217565 ein Luftleitergebilde für transportable Radiostationen schützen lassen, dessen Leitungen auf selbsttätig aufspulende Federtrommeln gewickelt sind. Hierdurch wird eine schnelle Verpackungsfähigkeit erreicht sowie der weitere Vorteil, daß die an der Antenne befestigten Drähte ständig straff gehalten werden.

Lange in Kiel hat sich im D. R. P. 219804 ein Luftleitergebilde schützen lassen, bei dem an Stelle von Metalldrähten Metallbänder von beliebiger Form, Gestalt und aus beliebigem Material verwendet werden.

Diese Bänder können aus verschiedenen Materialien zusammengesetzt sein, z. B. aus einer Seele aus Stahl oder Bronze, welche mit Kupfer oder Silber plattiert oder nach irgendeinem Verfahren damit überzogen sind. Um schädliche Randstrahlungen zu vermeiden, können Bänder verwendet werden, welche am Rande umgebördelt oder eingewalzt sind, gegebenenfalls unter Einlage von Drähten.

Die Anordnung des Luftleiters für strahlentelegraphische und telephonische Sende- und Empfangseinrichtungen auf Luftfahrzeugen nach D. R. P. 214900 der C. Lorenz Aktien-Gesellschaft ist dadurch gekennzeichnet, daß in das in bekannter Weise aus dem Luftfahrzeuge frei herabhängende Luftleitergebilde außerhalb des Luftfahrzeuges bzw. der Gondel an geeigneter Stelle, zweckmäßig in der Mitte die Sende- bzw. Empfangsapparate eingeschaltet sind, die vom Luftfahrzeug unter Vermittelung besonderer Leitungen aus in Tätigkeit gesetzt werden können.

(Eingesandt 4. März 1910.)

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Es dürfte Ihre Leser interessieren zu erfahren, daß wir im vergangenen Herbst auf Grund eingehender Vorversuche unter absichtlich ganz wesentlich verschlimmerten Verhältnissen, als solche später im Betriebe zu erwarten waren, und auf Grund unserer 10 Versuchsfahrten mit einer Einzeldauer bis zu 8 Stunden, einwandsfrei festgestellt haben, daß im Zeppelin-Luftschiffe bei Anwendung der den Umständen entsprechenden Vorsicht mit vollkommener Gefahrlosigkeit Senderstationen selbst von der Größe von 1 KW eingebaut werden können, und das Metallgerippe als Gegengewicht zu einem frei herabhängenden Luftdraht verwendet werden kann. Ferner zeigte es sich, daß, was Reichweite und Energieausnutzung betrifft, eine Station im Zeppelin-Luftschiff, infolge der Möglichkeit das ganze Luftschiffgerippe als Gegengewicht zu verwenden und infolge der Vermeidung aller Erdverluste, ganz bedeutend günstiger arbeitet als eine gleichwertige Landstation oder eine Station in einem anderen Luftschiffe.

Luftschiffbau Zeppelin G. m. b. H. Friedrichshafen[1]).

1) Die Luftschiffbau Zeppelin G. m. b. H., der wir einen Korrekturabzug der Arbeit von K. Solff im vorliegenden Heft übermittelten, sendet uns vorstehende Mitteilung. Die Redaktion.

(Eingesandt 31. Januar 1910.)



Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

AEG-Zeitung. Die Januar-Nummer der fortan in verstärktem Umfange erscheinenden AEG-Zeitung behandelt in ihrem ersten Beitrage die neue Turbinenhalle der AEG in Wort und Bild. Ein weiterer illustrierter Beitrag bringt die Fortsetzung des Vortrages über „Die Entwickelung der elektrischen Vollbahnen". Die neuen Hochspannungs-Fabrikate der AEG werden, ebenfalls unter Vorführung einer Reihe von Illustrationen, besprochen. Eine Situationskarte zeigt das neue Fabrik-Grundstück, das die AEG am Großschiffahrtswege zwischen Spandau und Hennigsdorf erworben hat. Der Ankauf der Schlesischen Kleinbahn wird durch eine Karte mit den elektrischen Bahnlinien der Kleinbahngesellschaft veranschaulicht. Mit Hilfe einer größeren Anzahl von Illustrationen wird dargestellt, was auf dem Gebiete der Schaltung, Sicherung und Kontrolle des elektrischen Stromes geleistet wird. Eine Beilage enthält einen Aufsatz von Conrad Matschoß, dem Historiker des Vereins deutscher Ingenieure, über „Die geschichtliche Entwickelung der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in den ersten 25 Jahren ihres Bestehens".

AEG-Zeitung. In der Februar-Nummer beginnt der illustrierte Abdruck des im Sitzungssaal der AEG gehaltenen Vortrages über: Elektrische Wasserförderungs-Anlagen. Der Beitrag: Eine elektrische Treidelanlage, in dem die gewaltige Wehranlage der Freien Hansastadt Bremen an der Ostgrenze ihres Gebietes zur Stauung der Wassermassen der Weser dargestellt wird, führt in Wort und Bild die hier verwendete eigenartige Lokomotive vor. Der illustrierte Aufsatz über die Verwendung der Elektrizität für das Härten in der Eisenindustrie zeigt den Fortschritt von den veralteten Verfahren zu der Vollkommenheit des gegenwärtigen Härteprozesses. Der Schluß des Vortrages über „Die Entwickelung der elektrischen Vollbahnen" resümiert sich dahin, daß die Elektrotechnik die sämtlichen Wünsche der Eisenbahntechniker erfüllt hat und der Einführung des elektrischen Betriebes technisch nichts mehr entgegen steht; zu den zahlreichen Illustrationen, die in den Schluß des Vortrages eingefügt sind, tritt das die Stubaitalbahn darstellende Titelbild, aus dem hervorgeht, daß die Naturschönheiten durch die Einphasen-Oberleitung nicht gestört werden. Die Wirtschaftlichkeit des Quecksilberdampf-Gleichrichters wird ebenfalls unter Zuhilfenahme von Illustrationen und außerdem durch eine Reihe von Tabellen erwiesen. Ein Faksimile von Major von Parseval gewährt eine Erinnerung an den jüngst von ihm auf Veranlassung der AEG gehaltenen Vortrag.

Conrad Matschoss, Die geschichtliche Entwickelung der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in den ersten 25 Jahren ihres Bestehens.

Alexander Russell (Traduit de l'Anglais par G. Séligmann-Lui), La Théorie des Courants alternatifs. Librairie Gauthier-Villars, Paris.
Tome I Volume de IV—460 pages avec 137 figures 1909. 15 Fr.
Tome II Volume de IV—551 pages avec 209 figures 1910. 18 Fr.



J. Herrmann, a. o. Prof. der Elektrotechnik an der k. Technischen Hochschule Stuttgart, Elektrotechnik. Einführung in die moderne Gleich- und Wechselstromtechnik. Dritter Teil: Die Wechselstromtechnik. Mit 126 Figuren im Text und 16 Tafeln mit 48 Abbildungen. Zweite, vollständig umgearbeitete Auflage. (Sammlung Göschen Nr. 198). G. J. Göschensche Verlagshandlung in Leipzig.
Preis in Leinwand gebunden M. 0.80

Das dritte Bändchen der Elektrotechnik der „Sammlung Göschen“ über die „Wechselstromtechnik“ tritt in seiner zweiten Auflage in wesentlich veränderter Bearbeitung vor den Leser. Es war natürlich notwendig, die seit 1905 eingetretenen Fortschritte im Bau der Wechselstrommaschinen zu berücksichtigen und so mußten vor allem die Einphasen-Kommutator-Motoren neu aufgenommen werden. Außerdem erhielt dieses dritte Bändchen ebenso wie das zweite, das die Gleichstromtechnik behandelt, einen Anhang von 16 Tafeln mit Abbildungen der verschiedensten Ausführungen von Maschinen und Transformatoren für Wechsel- und Drehstrom. Es ergab sich fast in allen Teilen eine vollständige Neubearbeitung, bei welcher der Verfasser seine in den letzten Jahren gewonnenen Lehrerfahrungen mit verwerten konnte. Der Betrieb der Wechselstrommaschinen ist vorzugsweise mit Hilfe von Diagrammen deutlich gemacht, wobei der Verfasser mit Erfolg versuchte, Generatoren, Motoren und Transformatoren nach einheitlichen Gesichtspunkten auf Grund des Felddiagramms zu behandeln.

Anläßlich der jetzt fertig gestellten Neuauflage der drei Bändchen der Herrmannschen Elektrotechnik wird sie eine wesentliche Vermehrung durch zwei weitere Bändchen erhalten, deren Inhalt die Verteilung und den Verbrauch der elektrischen Energie zum Gegenstand haben soll.

Karl Strecker, Fortschritte der Elektrotechnik. Vierteljährliche Berichte über die neueren Erscheinungen auf dem Gesamtgebiete der angewandten Elektrizitätslehre mit Einschluß des elektrischen Nachrichten- und Signalwesens. Im Auftrage und mit Unterstützung des Elektrotechnischen Vereins sowie mit Unterstützung zahlreicher hervorragender elektrotechnischer Firmen unter Mitwirkung von Borus, Breisig, Grünbaum, Hartenheim, Schmidt, Schneider, Sprenger und Zweiling herausgegeben von Dr. Karl Strecker. 23. Jahrgang. Das Jahr 1909. Erstes Heft. Verlag von Julius Springer in Berlin.
Preis broschiert M. 9.—

Tissot, C., Les oscillations électriques. Principes de la télégraphie sans fil. Avec 152 figures dans le texte. 470 pages. Paris (Octave Doin et fils, Éditeurs). 1910. Prix 5 Fr.

Planck, Max, Acht Vorlesungen über theoretische Physik (gehalten an der Columbia University in the City of New York im Frühjahr 1909). Verlag von S. Hirzel in Leipzig. 1910.
Geh. M. 3.60, geb. M. 4.20

Schweiz. Elektrotechnischer Verein, Bulletin. 1. Jahrgang Nr. 1. 1910. (Fachschriften-Verlag A. G., Zürich.) [Das in der Generalversammlung vom 26. September 1909 in La Chaux-de-Fonds beschlossene eigene Publikationsorgan des Schweiz. Elektrotechnischen Vereins.]

Rumpf, Th., Neue Versuche mit Hochspannungsströmen für Heilzwecke, Januar-Heft der Deutschen Revue 1910. Deutsche Verlagsanstalt, Stuttgart.

Graetz, L., Die Elektrizität. 15. Aufl. Verlag von J. Engelhorn, Stuttgart. Preis M. 9.—

Franklin, William Suddards, Electric Waves. (An advanced treatise on alternating-current theory). VII. u. 315 S. mit 241 Figuren. The Macmillan Company Publishers London und New York. 1909.

Rein, H., Das radiotelegraphische Praktikum an der Technischen Hochschule in Darmstadt. VIII u. 91 S. mit 71 Figuren. Verlag von Julius Springer, Berlin. 1910. Brosch. M. 3.—

Wiener, Otto, Über Farbenphotographie und verwandte naturwissenschaftliche Fragen. Mit Zusätzen, Literaturnachweis und drei farbigen Tafeln. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. 1909. M. 2.40

Mach, E., Die Geschichte und die Wurzel des Satzes von der Erhaltung der Arbeit. 2. Aufl. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. 1909. M. 2.—

Voit, E. u. Heinke, C., Elektrotechnisches Praktikum. Wechselstrommessungen und magnetische Messungen. XXIII u. 300 S. mit 148 Figuren. Verlag von S. Hirzel in Leipzig. 1897. Geb. M. 8.—

Heinke, C., Einführung in die Elektrotechnik. XVIII u. 501 S. mit 512 Figuren. Verlag von S. Hirzel in Leipzig. 1909. Geh. M. 13.—, geb. M. 14.—

Literaturverzeichnis.

Accolla, G., s. Grimaldi, P.

Andrejew, N., Ann. Phys. Beibl. **34**, 51. 1910 (Ref. über J. d. russ. phys. chem. Ges. **41**, Phys. T. S. 46, 1909). Zur Dispersion gedämpfter Wellen.

Arco, G., Electrician **64**, 726, 1910. Efficiency of short spark methods of generating electricial oscillations. (Vgl. ebenda S. 768 H. Eccles and A. J. Makower.)

Artom, A., Elektrot. Ztschr. **31**, 65, 1910. Drahtlose Telegraphie System Artom.

Baker Throne System of Photo-Telegraphy (mit und ohne Draht), Electrician **64**, 434, 1909. (Vgl. Elektrot. Ztschr. **31**, 224, 1910.)

Balsillie, J. G., Electrician **64**, 512, 1910. The Basillie system of Radio-Telegraphy.

Bangert, K., Phys. Ztschr. **11**, 123, 1910. Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der drahtlosen Telegraphie.

Barkhausen, H., Verh. D. Phys. Ges. **11**, 711, 1909, und Phys. Ztschr. **11**, 130, 1910. Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom.

Barnard, R. J. A., Ann. Phys. Beibl. **33**, 1358, 1909 (Ref. über Phil. Mag. **17**, 706, 1909). Direkte Anwendung der Elektronentheorie auf Induktionsströme.

Barreca, P., Il Nuovo Cim. XVIII (2), 353, 1909. Considerazioni sulla potenza irradiata da un' antenna radiotelegrafica e misurazione sperimentale in un caso.

Beaulard, F. u. **Maury, L.,** J. de Phys. (4) **9**, 39, 1910. Absorption de l'énergie électrique par un milieu diélectrique.

Berg, O., Phys. Ztschr. **11**, 31, 1910. Eine Wechselstrommaschine mit 100,000 Perioden in der Sekunde (vgl. E. F. W. Alexanderson im Juli-Heft des „Electrician").

Bethenod, J., La Lum. él. **31** (VIII), 395, 1909. Sur l'alternateur à résonnance.

Bjerknes, V., Ann. Phys. Beibl. **33**, 1353, 1909 (Ref. über Arkiv för Mathematik, Astronomi och Fysik **4**, Nr. 3, 1907, und Die Wissenschaft Heft 28, 1909). Versuch einer mechanischen Deutung der Maxwellschen Gleichungen. Die Kraftfelder.

— Ann. Phys. **31**, 312, 1910. Über die Bjerknessche hydrodynamische Analogie zu den elektrischen Erscheinungen. Herrn Hans Witte zur Erwiderung.

Bornmann, E., Helios **16**, 125, 180. 1910. Fontana-Maste (schnell aufrichtbare Maste).

Börnstein, R. u. **Marckwald, W.,** Sichtbare und unsichtbare Strahlen. Leipzig 1909. (2. Aufl.) (Aus Natur und Geisteswelt Bd. 64.)

Boulanger, J. u. **Ferrié, G.,** La télégraphie sans fil et les ondes électriques. Nancy et Paris, lib. Berger-Levrault et Cie 1909.

Bourlet, Harold W., Electric. World **55** (5), 302, 1910. High-frequency alternator.

Branly, Electrician **64**, 528, 1910. Dr. Branlys device for wireless control.

Brown, Leroy, S., Phys. Rev. **29**, 369, 1909. The residual of inductance and capacity in resistance coils. A standard resistance with balanced inductance and capacity.

Cady, G. W. u. **Vinal, G. W.,** Electrician **64**, 300, 1909. The electric arc between metallic electrodes (vgl. La Lum. él. **32** (IX), 138, 1910).

— Science (NS) **30**, 854, 1909. Demonstrations of electrical oscillations.

Campbell, A. u. **Eckersley, J. L.,** Electrician **64**, 350, 1909. On the insulation of inductive coils (vgl. La Lum. él. **32** (IX), 118, 1910).

— Electrician **64**, 612, 1910. On the measurement of wave length for high frequency electrical oscillations.

Coehn, Alfred u. **Raydt, Ulrich,** Göttinger Nachr. S. 263, 1909. Über die quantitative Gültigkeit des Ladungsgesetzes für Dielektrika.

Colin, Ztschr. f. Schwachstromt. **4**, 43, 67, 96, 127, 1910. Radiotelephonie.

Caudrelier, E., C. R. **149**, 1117, 1909. Décharge des inducteurs. Influence du condensateur primaire et de la longueur d'étincelle.

Dieckmann, M., Phys. Ztschr. **11**, 14, 1910. Über eine einfache Anordnung zur Messung hoher elektrostatischer Spannungen und zum Vergleich von Kapazitäten.

Diesselhorst, H. u. **Emde, F.,** Elektrot. Ztschr. **30**, 1155, 1184, 1909. Vorschläge für die Definition der elektrischen Eigenschaften gestreckter Leiter (vgl. auch Schweiz. Elektrot. Ztschr. **7**, 14, 33, 52, 65, 89, 99, 112, 1910).

Dobroserdow, D., Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **41**, chem. T. 1164, 1909. Über die dielektrischen Eigenschaften einfacher Stoffe.

Dubois, Louis, Electrician **64**, 308, 1909. Wireless telegraphy plant at the Eiffel-tower (Paris).
Eccles, W. H. u. **Makower, A. J.,** Electrician **64**, 386, 1909. Efficiency of short-spark methods of generating electrical oscillations.
Eckersley, J. L., s. Campbell, A.
Egnér, Carl u. **Gunnar, J.,** Ztschr. f. Schwachstr. **3**, 591, 1909. Telephonversuche mit dem Egnér-Holmströmschen Mikrophon für große Entfernungen (mit Draht und ohne Draht).
Electrical World 54, 1355, 1909. Combination Wireless Telegraph Receiver.
Electrician, 64, 639, 1910. The agreement between the Marconi Companies and the Postmaster-General.
— **64**, 680, 1910. The commercial wireless telegraph stations of the United Kingdom.
Emde, F., s. Diesselhorst, H.
Ercolini, G., Rivista Cim. (5) **18**, 320, 1909. Recenti esperienze intorno ai dielettrici.
Feddersen, W., S. A. Ber. Math. Phys. Kl. Sächs. Ges. d. Wiss. **61**, 151, 1909. Zur Entdeckung der elektrischen Wellen.
Ferrié, G., s. Boulanger, J.
Ficker, Ewald, Ann. Phys. **31**, 365, 1910. Experimentelle Untersuchungen über die Dielektrizitätskonstante von Gemischen (Diss., Leipzig 1909).
Fischer, K., Helios **16**, 65, 80, 1910. Neuere Isolationsmaterialien und Isoliermethoden.
Fleming, J. A., Electrician **64**, 716, 1910. The measurement of the high-frequency resistance of metallic wires.
Franklin, W. S., Electric waves. London (Macmillan) 1909.
Gehrcke, E. u. **Wogau, M. v.,** Verh. D. Phys. Ges. **11**, 664, 1909. Magnetische Messungen.
Gerth, F., Phys. Ztschr. **11**, 16, 1910 (vgl. ebenda **10**, 886, 893, 1909). Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Schwingungssysteme. III. Künstlich erhöhte Eigendämpfung im Sendesystem.
Giebe, E., Ann. Phys. Beibl. **34**, 88, 1910 (Ref. über Ztschr. f. Instrk. **29**, 269, 301, 1909). Normal-Luftkondensatoren und ihre absolute Messung.
Gleason, L. R., Electr. World **55**, 91, 1910. Wireless telegraph measurements.
Grimaldi, P. u. **Accolla, G.,** La Lum. él. **32** (IX), 79, 1910 (Ref. über L'Elettricista 15. XII. 09). Influence des décharges oscillatoires et du magnétisme sur l'hystérèse élastique du fer soumis à une traction.
Guéritot, Maurice, L'Électricien (2) **38**, 356, 1909. Installation d'un poste de télégraphie sans fil.
Gunnar, J., s. Egnér, Carl.
Hartmann-Kempf, R., Phys. Ztschr. **10**, 1018, 1909. Neue Magnetinduktoren für höhere Frequenzen.
Heinecke, G., Untersuchungen über ein doppelt induktiv gekoppeltes Empfangssystem für drahtlose Telegraphie. Halle 1909.
Hermann, Heinrich, Elektrot. Ztschr. **31**, 56, 94, 1910. Deformierte Spannungs- und Stromkurven und deren Analyse.
Hermann, J., Ztschr. f. Schwachstromt. **4**, 32, 1910. Glossen zum absoluten Maßsystem.

Hogan jr., John L., Electr. World **55**, 105, 1910. The wireless telephone. (A discussion of its present status and probable lines of future development.)

Hondros, D., Ann. Phys. **30**, 905, 1909. Über elektromagnetische Drahtwellen.

Jaffé, George, Helios **16**, 89, 105, 1910. Atmosphärische Elektrizität.

Jaurmann, G., Ann. Phys. Beibl. **33**, 1351, 1909 (Ref. über Wien. Ber. **117** (IIa), 379, 1908). Elektromagnetische Theorie.

Kaiser, J., Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Systeme. Halle 1909.

Kausen, Joseph, Die Radiotelegraphie im Völkerrecht. Diss., München 1909.

Kempe, W., Mitt. d. Phys. Versuchsstation Halle-Cröllwitz Nr. 19, 1909 Studien zum Barretter.

Kistiakowsky, Wl., Ann. Phys. Beibl. **34**, 197, 1910 (Ref. über Ztschr. f. Elektrochem. **15**, 268, 1909). Ein Wechselstrom lieferndes galvanisches Element.

Kollert, J. A., Ann. Phys. Beibl. **34**, 44, 1910 (Ref. über Elektrot. Ztschr. **30**, 560, 1909). Kontinuierlich abstufbare Selbstinduktionsnormale.

Kowalski, J. u. Rappel, U., Ann. Phys. Beibl. **34**, 42, 1910 (Ref. über Krakauer Anz. Nr. 5, 707, 1909. Phil. Mag. **18**, 679, 1909). Entladungspotentiale bei Wechselstrom; Einfluß der Krümmung der Elektroden auf dieselben.

Kuehne, J. M., Phys. Rev. **29**, 558, 1909. On the electrostatic effect of a changing magnetic field.

Léauté, A., La Lum. él. **32** (Tome IX), 14, 1910. Étude mathematique de l'échauffement d'un conducteur parcouru par une décharge oscillatoire très rapide.

Lewitskaja, M., Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **41**, phys. T. S. 276, 327, 1909. Die Strahlung eines geradlinigen Resonators im Gebiete kurzer elektrischer Wellen.

Lindemann, R., Verh. D. Phys. Ges. **11**, 682, 1909. Über die Widerstandszunahme unterteilter Leiter bei schnellen Schwingungen.

Lorenz, G. A. G., Helios **15**, 2250, 1909. Das lautsprechende Telephon.

Ludewig, Paul, Ann. Phys. **31**, 445, 1910. Über die Notwendigkeit des Vorhandenseins von Selbstinduktion im Stromkreis des Wehneltunterbrechers (vgl. ebenda S. 847 A. Voller u. B. Walter).

Makower, A. J., s. Eccles, W. H.

Marconi, G., Electric. Eng. **44**, 846, 874, 1909. Wireless telegraphy.

Marckwald, W., s. Börnstein, R.

Martienssen, O., Verh. D. Phys. Ges. **12**, 2, 1910. Langsame oszillatorische Entladung eines Kondensators von 1000 Mikrofarad.

Maury, L., s. Beaulard, F.

Merczyng, H., La Lum. él. **31** (VIII), 366, 1909. Études sur les ondes électromagnétiques très courtes.

Nagaoka, H., Journ. Tokyo **27**, Art. 6, 1909. The inductance coefficients of solenoids.

Nesper, Eugen, Helios **16**, 37, 1910. Über Empfangsschaltungen, Kohärer und Detektoren der drahtlosen Telegraphie.

Neuhaus, Th., Mitt. der Phys. Versuchsstation Halle-Cröllwitz Nr. 14, 1909. Über Empfindlichkeit der Barretter und die Zuverlässigkeit der mit ihnen ausgeführten Messungen.

Nicholson, J. W., Phil Mag. **19** (Nr. 109), 77, 1910. The effective resistance and inductance of a helical coil (vgl. auch Nature (London), **82**, 177, 1909).

— Phil. Mag. **19** (Nr. 110), 276, 1910. On the bending of electric waves round the earth.

Occhialini, A., Ann. Phys. Beibl. **34**, 98, 1910 (Ref. über N. C. [5] **18**, 63, 1909). Untersuchungen über den elektrischen Lichtbogen.

Orlich, E., Ann. Phys. Beibl. **34**, 42, 1910 (Ref. über Ztschr. f. Instrk. **29**, 241, 1909). Über Starkstromwiderstände mit kleiner Selbstinduktion.

— Ann. Phys. Beibl. **34**, 43, 1909 (Ref. über Elektrotechnik in Einzeldarstellungen Heft 14, 1909). Kapazität und Induktivität, ihre Begriffsbestimmungen, Berechnung und Messung.

Ort u. **Rieger**, Electric. Eng. 28. I. 1910 S. 97. Condenser telephones. (Ref. E. T. Z. vgl. auch Electrician **64**, 593, 1910 und L'Électricien **39** (2), 76, 1910.)

Papenbruch, Helios **15**, 2297, 1909. Elektrische Fernzündung.

Poincaré, H., C. R. **149**. 621, 1909. Sur la diffraction des ondes hertziennes.

Rappel, U., s. Kowalski, J.

Raydt, Ulrich, s. Coehn Alfred.

Rezelman, J., La Lum. él. **32** (IX), 99, 1910. Induction mutuelle entre phases.

Rieger, s. Ort

Royds, T., Phil. Mag. **19** (Nr. 110), 285, 1910. Further experiments on the constitution of the electric spark.

Rudolfi, E., Ann. Phys. Beibl. **33**, 1360, 1909 (Ref. über Ztschr. für phys. Chem. **66**, 705, 1909). Über Dielektrizitätskonstanten von Gemischen fester Körper.

Russell, Alexander, Phil. Mag. **19** (Nr. 109), 203, 1910. Alternating current spark potentials.

Schäfer, B., Elektrot. Ztschr. **31**, 55, 1910. Verfahren zur Kompoundierung von Wechselstromgeneratoren mittels Quecksilberdampf-Gleichrichtern.

Schnell, H., Ann. Phys. Beibl. **34**, 48, 1910 (Ref. über Ztschr. f. phys. u. chem. Unt. **22**, 239, 1909). Zur Interpretation eines Versuches von Drude zur Demonstration von Kondensatorschwingungen.

Schwarzhaupt, Paul, Elektrot. Ztchr. **31**, 113, 1910. Störende und fördernde Einflüsse bei der Übertragung elektrischer Wellen.

Schweitzer, A., Schweiz. Elektrot. Ztschr. **5**, 18, 1908 (Ann. Phys. Beibl. **33**, 1193, 1909). Resonanzerscheinungen in Wechselstromkreisen.

Schulze, Günther, Elektrot. Ztschr. **31**, 28, 1910. Betrag und Kurvenform des Rückstromes im Quecksilbergleichrichter.

Siegbahn, M., Phys. Ztschr. **10**, 1017, 1909. Der Phasograph, ein neues Instrument zum Studium der Wechselströme.

Silberstein, Ludwik, Przegl. techn. **46**, 547, 615, 1908; **47**, 41, 129, 1909 (Polnisch). Sur les ondes électromagnétiques.

Soulier, A., Electric. Eng. 28. I. 1910 S. 98 (Referat). Transformer for alternate currents with swinging plates.

Taylor, A. H., Ann. Phys. **30**, 987, 1909. **Über die Wechselstromvorgänge** in der Aluminiumzelle.

Tesla, N., Electrical World **54**, 1335, 1909. **New Tesla Wireless System.** — Electrical World **54**, 1406, 1909. **Tesla on Wireless Electric Power.**

Tosi, A., Atti Ass. Elettrot. Ital. **13**, 427, 1909. **Una bussola di rilevamento** ad onde herziane.

Tugman, Orin, Electrician **64**, 511, 1910. **The effect of electrical oscillations on the conductivity imparted to gases by an incandescent cathode.**

Vinal, G W., s. Cady, G. W.

Wagner, Karl Willy, Elektrot. Ztschr. **31**, 163, 192, 1910. **Die Aussichten** der Telephonie und Schnelltelegraphie **durch Ozeankabel.**

Walter, L. H., Electrician **64**, 550, 1910. Peukerts **High-Frequency** Generator for Wireless Telegraphy on the **Quenched Spark-Method.**

Webb, H. W. u. Woodman, L. E., Electrician **64**, 669, 1910. **Vibrators** and receivers for short electric waves.

Weiss, Eugène H., La Lum. él. **32** (IX), 42, 1910. **Calcul de l'enroulement** d'une bobine.

Wien, M., Phys. Ztschr. **11**, 76, 1910. **Über** eine neue **Form der Stoß**erregung elektrischer Schwingungen.

Woodman, L. E., s. Webb, H. W.

Wogan, M. v. s. Gehrcke, E.

Zeitschrift für Schwachstromtechnik 3, 633, 1909. **Die Abhängigkeit der** Funkentelegraphie von besonderen örtlichen und **atmosphärischen Ver**hältnissen.

Detektoren.

1. Kohärer.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

2. Elektrolytische Detektoren.

Jégon, Paul, Rev. Sc. **48** (Nr. 4), 112, 1910. **Détecteurs électrolytiques** très sensibles fonctionnant sans force **électromotrice auxiliaire.**

3. Thermische Detektoren.

Pierce, G. W., Electrician **64**, 425, 718, 1910. **Crystal rectifiers for electric** currents and electric oscillations.

4. Magnetische Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

5. Diverse Detektoren.

Thomas, E. u. M. **27**, 1177, 1909 (Ref. über Electric. World **18. xi. 1909**) Die neuen Krystalldetektoren für drahtlose Telegraphie.

Baugert, K., Phys. Ztschr. **12**, 123, 1910. **Eigenschaften der wichtigsten** Detektoren der drahtlosen Telegraphie.

(Eingesandt 28. **Februar 1910.**)

Bücherbesprechungen.

Die Radiotelegraphie im Völkerrecht. Von Dr. Joseph Kausen München, J. J. Lentnersche Buchhandlung (E. Stahl). Brosch. M. 2.—

Der Verfasser behandelt in der vorliegenden Dissertation in geschickt orientierender Weise das aktuelle Thema über die Stellung der Radiotelegraphie im Völkerrecht. Nach eingehender Darstellung der technischen Möglichkeiten, geht er der vielfach verteidigten Theorie der Luftfreiheit energisch zu Leibe und räumt hiermit gründlich auf zugunsten einer Souveränitätstheorie, die auf Grund staatlicher Zugeständnisse der Radiotelegraphie freie Bahn schaffen soll. Da die drahtlose Telegraphie auch im Frieden in hohem Maße Störungen ausgesetzt ist, so verlangt der Verfasser Ausdehnung des Internationalen Funkentelegraphenvertrages von 1906 auf den Landverkehr; die Verwaltung der gesamten Radiotelegraphie wünscht er in die Hände der Völkerrechtsgemeinschaft (Union) gelegt, so daß wir hier eine „Radiowelttelegraphenregal“ erhalten würden. Für den Kriegsfall fordert Kausen im Interesse des neutralen Weltverkehrs, daß durch internationalen Vertrag gewisse Radiotelegraphenverbindungen, die für den internationalen Verkehr von besonderer Wichtigkeit sind, dem Rechte der kriegführenden Staaten auf Störung entzogen und der Kontrolle durch ein neutrales Komitee unterworfen werden sollten. Dieses Welttelegraphenregal müßte von der ‚Union“ als Alleininhaberin der Radiotelegraphenrechte ausgeübt werden und würde sich dadurch ermöglichen lassen, daß für die besonders geschätzten Weltverbindungen eine oder mehrere bestimmte Wellenlängen ein für allemal festgelegt würden. Ein Radiotelegraphenkampf dürfte dann mit anderen Wellenlängen in allen Lufträumen, nur nicht in neutralem Gebiete, ausgefochten werden.

Mit der Bezeichnung „Internationaler Funkentelegraphenvertrag“ kann Kausen sich nicht befreunden; er nennt die Konvention „Radiotelegraphenvertrag“ und gibt die Textauszüge in französischer Sprache wieder, anscheinend, weil ihm die „offizielle“ Übersetzung im Reichsgesetzblatt nicht gefällt; er tadelt z. B. das Wort „Funkentelegraphenvertrag“, da dies aus einem germanischen und zwei romanischen Stämmen „zusammengeflickt“ sei.

Wenn Kausen auf S. 37 ausführt, daß der Art. 3 der Konvention dem unhaltbaren Zustand, daß die Bordstationen der verschiedenen Systeme früher nicht miteinander zu verkehren brauchten, ein Ende bereitet hat, so ist dies nur sehr bedingt richtig. Der Vertrag selbst verpflichtet nämlich nur die Küsten- und Bordstationen ohne Unterschied des von ihnen benutzten funkentelegraphischen Systems zum wechselseitigen Austausch der Funkentelegramme, während eine allgemeine völkerrechtliche Verpflichtung zum Verkehr aller Schiffe untereinander — also Verkehrszwang zwischen Bordstationen — nicht besteht. So war es möglich, daß auch heute noch die Marconi-Gesellschaft unbehindert ihre Monopolbestrebungen, wenigstens soweit der reine Schiffsverkehr in Frage kommt, weiter fortsetzen kann. Wir sehen, wie heute die von der englischen und italienischen Regierung stark unterstützte Marconi-Gesellschaft auf eigene Rechnung in Brasilien und Argentinien große Funkenstationen errichtet, mit der ausgesprochenen Absicht, die funkentelegraphischen Verbindungen der verschiedenen südamerikanischen Staaten untereinander und mit den übrigen Erdteilen unter ihre

Kontrolle zu bekommen und die hier verkehrenden Schiffe zur Annahme ihres Systems zu zwingen.

Bei Heranziehung der Gesetzesbestimmungen über den funkentelegraphischen Verkehr in anderen Staaten hätte sich der Verfasser auf das vom Internationalen Telegraphenbureau herausgegebene „Journal télégraphique" stützen müssen; er hätte dann gefunden, daß z. B. das von ihm angezogene französische Dekret vom Februar 1903 inzwischen von dem Dekret vom 5. März 1907 überholt und in Großbritannien die „Wireless Telegraphic Act" vom August 1904 durch Gesetz vom 20. Juli 1906 erweitert worden ist.

Es ist leicht verständlich, daß in dieser juristischen Abhandlung die Ausführungen des Verfassers über technische Fragen an einigen Stellen zum Widerspruch herausfordern. Wenn Kausen z. B. ausführt, daß zur Steigerung der Reichweite hauptsächlich höhere Antennen genommen werden müssen, so kann dies doch wohl so allgemein heute nicht mehr ausgesprochen werden. Auch hinsichtlich des „Radiotelegraphiekampfes" im Kriege kann ich Kausen nicht beipflichten, wenn er glaubt, die Militärtelegraphie würde bei Belagerung und Blockaden, um einen kriegserheblichen radiotelegraphischen Verkehr der belagerten Festung oder des blockierten Hafens mit der Außenwelt zu verhindern, dazu übergehen, hohe Metallmauern oder Drahtnetze zu errichten; ich halte ein solches Beginnen nicht nur vom technischen Standpunkt aus für nutzlos — die Funkenstation der Festung kann ja mit Hilfe von Ballonstationen in großen Höhen weiter arbeiten — sondern auch vom militärischen und finanziellen Standpunkt aus. Der Belagerer wird hier wohl in erster Linie versuchen, die feindlichen Stationen durch fortgesetztes Zwischentelegraphieren mit veränderten Wellenlängen lahmzulegen und nur, wie es auch vor Port Arthur seitens der Japaner geschah, die Zwischenpausen dazu benutzen, kurze chiffrierte Funkentelegramme abzusenden. Mit dem Niederkämpfen der feindlichen Stationen dürfte der Belagerer genug geleistet haben, da er ja stets in ausgedehntem Maße durch Feldleitungen usw. mit den übrigen Heeresteilen in Verbindung stehen wird.

Auch die Angaben über die Verwendung der Funkentelegraphie im russisch-japanischen Kriege sind ungenau. Die Funkentelegraphie ist auf diesem Kriegsschauplatz nur wenig in den Vordergrund getreten. Die Japaner haben sich ihrer nur auf dem Meere bedient, wo sie ihnen in der Seeschlacht am 10. August 1904 bei Port Arthur, in der Schlacht von Tsuschima und allgemein zu Anweisungen an Kriegs- und Transportschiffe gute Dienste leistete. Russischerseits bestand einige Zeitlang eine funkentelegraphische Verbindung zwischen Port Arthur und dem russischen Konsulatsgebäude in Tschifu. Die Russen, die die Funkentelegraphie auch im Feldkriege verwendet haben, besaßen drei selbständige Funkentelegraphen-Kompagnien, jede zu zwei Abteilungen mit je drei Stationen nach dem Marconi-System. Infolge der mangelhaften Vorbildung der Truppe in der Handhabung der Apparate, versagte dieses Nachrichtenmittel anfangs vollkommen. Erst nachdem die Abteilungen durch fortgesetzte Übung bei der Feldarmee ihre technische Ausbildung vervollkommnet hatten, wurden günstigere Ergebnisse erzielt. H. Thurn.

(Eingesandt 10. Februar 1910.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 3. 1910. Heft 5.

Über die Beugung Hertzscher Wellen.[1])

Von **H. Poincaré.**

§ 1. Einleitung.

Man kann sich fragen, ob die Größe der Wellenlänge genügt, um die bei der Radiotelegraphie beobachteten Wirkungen zu erklären; aus diesem Grunde ist es von Interesse in einer präziseren Form, als es bisher geschehen ist, die Beugung Hertzscher Wellen um ein kugelförmiges Hindernis, wie die Erdkugel, zu berechnen. Wir nehmen an, daß alle unsere Funktionen von der Form sind:

$$H e^{i\omega t} \text{ (reeller Teil)}$$

wo H unabhängig von der Zeit ist und ω eine Konstante bedeutet, durch deren reellen Teil die Periode und durch deren imaginären Teil die Dämpfung definiert ist. Die im folgenden gemachte Annahme, daß ω selbst reell sei, erscheint zunächst wenig gerechtfertigt, da die ausgesandte Welle gedämpft ist. Wir würden aber in Wirklichkeit nicht berechtigt sein, die gedämpfte Welle durch die Formel

$$e^{i\omega t}$$

darzustellen, wenn ω imaginär ist; und in der Tat hat diese gedämpfte Welle einen Anfang, so daß man sie vergleichen kann mit einer diskontinuierlichen Funktion $F(t)$, beispielsweise mit den Werten 0 für $t < 0$ und $e^{i\omega t}$ für $t > 0$. Diese diskontinuierliche Funktion kann entwickelt werden als Fourriersche Reihe:

$$F(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\alpha t} \varphi(\alpha)\, d\alpha \tag{1}$$

---

1) Ich verweise auch auf die kritische Abhandlung in Phil. Mag. **19**, 276, 435, 516, 757, 1910, J. W. Nicholson, On the beuding of electric waves round the earth, über die ich in einem späteren Heft des Jahrbuches referieren werde. G. Eichhorn.

Ferner sei hingewiesen auf H. M. Macdonald, Phil. trans (A) **210**, 113, 1910.

wo α reell ist. Der Koeffizient $\varphi(\alpha)$ ist gegeben durch die Formel:

$$2\pi\,\varphi(\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\alpha t} F(t)\,dt = \int_{0}^{+\infty} e^{i(\omega-\alpha)t}\,dt = \frac{1}{i(\omega-\alpha)}$$

denn für $t = \infty$ verschwindet der Ausdruck $e^{i(\omega-\alpha)t}$, weil der imaginäre Teil von ω positiv ist.

Nach der Formel (1) ist die Welle $F(t)$ in unendlich viele isochrone Komponenten $e^{i\alpha t}\varphi(\alpha)\,d\alpha$ zerlegt, die ein kontinuierliches Spektrum bilden.

Wir werden jede dieser Komponenten getrennt untersuchen müssen, und für jede ist der Exponent $i\alpha t$ rein imaginär. Das rechtfertigt unsere Hypothese, nach der wir ω als reell behandeln.

Man sieht, daß für $\alpha = 0$, $\varphi(\alpha)$ nicht verschwindet, aber sich auf $\frac{1}{i\omega}$ reduziert. Dies ist von großer Bedeutung. Man erklärt in der Tat gewöhnlich die Beugung Hertzscher Wellen, indem man sagt, daß die Wellenlänge sehr groß sei, wobei man unter Wellenlänge den aus dem reellen Teil von ω berechneten Wert versteht, den wir mit λ bezeichnen. Wir haben aber soeben gesehen, daß wir in Wirklichkeit gar nicht eine einzige Wellenlänge haben, sondern ein kontinuierliches Spektrum, und in diesem Spektrum gibt es Partien, die sehr viel größeren Wellenlängen als λ entsprechen. Diese Partien sind keineswegs von einer zu vernachlässigenden Intensität, da

$$\varphi(0) = \frac{1}{i\omega}$$

während für $\omega = \omega_0 + i\omega_1$, und wenn $\alpha = \omega_0$, man hätte

$$\varphi(\omega_0) = \frac{1}{i\omega_1}$$

so daß

$$|\varphi(\omega_0)| \quad \text{und} \quad \varphi|0|$$

merklich von derselben Größenordnung sind.

Unter den Komponenten unseres Spektrums gibt es also solche, die geeignet sind, viel größere Beugungseffekte hervorzubringen als diejenigen, welche der Wellenlänge λ entsprechen. Und dies erscheint in der Tat als eine erste Erklärung für die zu konstatierende Größe der Wirkungen in der Radiotelegraphie.

§ 2. Allgemeine Feldgleichungen.

Ich werde die Bezeichnungen von Maxwell anwenden, aber mit folgenden Vereinfachungen: 1. Ich wähle die Einheiten so, daß die

Lichtgeschwindigkeit gleich 1 sei. 2. Ich werde die Medien nichtmagnetisch annehmen derart, daß ihre magnetische Suszeptibilität gleich 1 sei; die Wirkungen der letzteren erscheinen in allen Fällen zu vernachlässigen. 3. Die Dielektrizitätskonstante setze ich überall gleich 1; denn die einzigen Medien, welche wir ins Auge zu fassen haben werden, sind die Luft und die leitenden Körper; im Inneren der letzteren überwiegen die Leitungsströme derart die Verschiebungsströme, daß man die Dielektrizitätskonstante nicht bestimmen kann, und sonst ist, ausgenommen in einer sehr dünnen Oberflächenschicht, das Feld Null.

Wir werden also bezeichnen: mit F, G, H die Komponenten des Vektorpotentials, mit α, β, γ diejenigen der magnetischen Kraft, mit f, g, h diejenigen der elektrischen Verschiebung, mit u, v, w diejenigen des Leitungsstromes, mit ψ das skalare Potential, mit ϱ die elektrische Dichte, dann haben wir:

$$\alpha = \frac{dH}{dy} - \frac{dG}{dz} \tag{1}$$

$$4\pi f = -\frac{dF}{dt} - \frac{d\psi}{dx} \tag{2}$$

$$4\pi\left(u + \frac{df}{dt}\right) = \frac{d\gamma}{dy} - \frac{d\beta}{dz} \tag{3}$$

$$\frac{df}{dx} + \frac{dg}{dy} + \frac{dh}{dz} = \varrho \tag{4}$$

$$\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} = 0 \tag{5}$$

Zu Gleichungen (1), (2), (3) hat man die Symmetriegleichungen hinzuzufügen.

Man bemerkt, daß alle Größen experimentell definiert sind mit Ausnahme des Vektorpotentials und des skalaren Potentials, und daß die Gleichungen selbst nicht genügen, um diese Potentiale vollständig zu bestimmen; sie bleiben in der Tat auch befriedigt, wenn man F, G, H, ψ ersetzt durch:

$$F + \frac{d\Phi}{dx}, \qquad G + \frac{d\Phi}{dy}, \qquad H + \frac{d\Phi}{dz}, \qquad \psi - \frac{d\Phi}{dt}$$

wo Φ eine willkürliche Funktion ist.

Zur Definition dieser Potentiale hat man eine Hilfsgleichung nötig, nämlich:

$$\frac{dF}{dx} + \frac{dG}{dy} + \frac{dH}{dz} + \frac{d\psi}{dt} = 0 \tag{6}$$

Man erhält so die Lorentzschen Potentiale. Man findet dann die folgenden Gleichungen:

$$(7)\quad \begin{cases} 4\pi\varrho = \dfrac{d^2\psi}{dt^2} - \Delta\psi \\ 4\pi u = \dfrac{d^2 F}{dt^2} - \Delta F \\ 4\pi\left(\dfrac{dw}{dy} - \dfrac{dv}{dz}\right) = \dfrac{d^2\alpha}{dt^2} - \Delta\alpha \end{cases}$$

was gestattet, ψ, F und α durch retardierte Potentiale darzustellen, worauf wir noch zurückkommen werden.

Wir werden im allgemeinen die Lorentzschen Potentiale anwenden, und um diese wird es sich stets handeln, wenn wir nichts Gegenteiliges angeben; indes werden wir in gewissen Rechnungen von anderen Lösungen Gebrauch machen.

Wir schreiben noch die Maxwellschen Gleichungen in irgend einem System krummliniger Koordinaten, ein Verfahren, das zuerst von M. Abraham mit Vorteil angewendet wurde. Es seien x', y', z' die neuen Koordinaten, sie seien rechtwinkelig, und das Bogenelement ds sei gegeben durch die Gleichung:

$$ds^2 = a^2 dx'^2 + b^2 dy'^2 + c^2 dz'^2$$

Wenn es sich beispielsweise um Polarkoordinaten handelt, wobei x' der Radiusvektor sei, y' der Polabstand und z' die Longitude, so wird man haben:

$$a = 1, \qquad b = x', \qquad c = x' \sin y'$$

Wir definieren F', G', H' durch die Identität:

$$F'dx' + G'dy' + H'dz' = F dx + G dy + H dz$$

so daß die Komponenten des Vektorpotentials längs den Normalen auf der Oberfläche $x' =$ konst., $y' =$ konst., $z' =$ konst. seien:

$$\frac{F'}{a}, \quad \frac{G'}{b}, \quad \frac{H'}{c}$$

In gleicher Weise definieren wir f', g', h'; α', β', γ'; u', v', w' und setzen:

$$\psi = \psi', \qquad \varrho\, dx\, dy\, dz = \varrho' dx' dy' dz', \qquad \text{oder} \qquad \varrho' = \frac{\varrho}{abc}$$

Wir finden so die folgenden Gleichungen:

$$(1^{\text{bis}})\qquad \alpha' = \frac{a}{bc}\left(\frac{dH'}{dy'} - \frac{dG'}{dz'}\right)$$

(2bis) $$4\pi f' = -\frac{dF'}{dt} - \frac{d\psi'}{dx'}$$

(3bis) $$4\pi\left(u' + \frac{df'}{dt}\right) = \frac{a}{bc}\left(\frac{d\gamma'}{dy'} - \frac{d\beta'}{dz'}\right)$$

(4bis) $$\sum \frac{d}{dx'}\left(\frac{f'bc}{a}\right) = \varrho'$$

(5bis) $$\sum \frac{d}{dx'}\left(\frac{\alpha' bc}{a}\right) = 0$$

Gleichung (6) wird zu:

(6bis) $$\sum \frac{d}{dx'}\left(\frac{F'bc}{a}\right) + \frac{1}{abc}\,\frac{d\psi'}{dt} = 0$$

Gegenüber Schwingungen sehr großer Frequenzen verhalte sich jeder Leiter wie ein vollkommener Leiter. Das gilt nur näherungsweise, und Sommerfeld hat kürzlich in einer Untersuchung den Unterschied gegen die tatsächlichen praktischen Verhältnisse klargestellt. Wir begnügen uns aber mit dieser ersten Annäherung und gelangen zu folgenden Konsequenzen:

1. Im Inneren des Leiters ist das elektrische Feld Null:

$$f = g = h = 0$$

2. Man findet leicht:

$$\frac{d\alpha}{dt} = 4\pi\left(\frac{dh}{dy} - \frac{dg}{dz}\right)$$

Im Inneren des Leiters ist also $\frac{d\alpha}{dt}$ gleich Null, d. h. im Anfang ist das magnetische Feld Null.

3. Die Leitungsströme und die freie Elektrizität ϱ sind an der Oberfläche der Leiter lokalisiert.

4. Die Untersuchung der Gleichungen zeigt, daß die tangentialen Komponenten der elektrischen Kraft und die Normalkomponente der magnetischen Kraft stetig sind. Unsere Größen und ihre Derivierten nach x und y werden endlich sein; zweifelhaft erscheint dies nur für die Derivierten nach z. Man findet:

$$\frac{dg}{dz} = \frac{dh}{dy} + \frac{1}{4\pi}\,\frac{d\alpha}{dt}, \quad \frac{df}{dz} = \frac{dh}{dx} + \frac{1}{4\pi}\,\frac{d\beta}{dt}, \quad \frac{d\gamma}{dz} = -\frac{d\alpha}{dx} - \frac{d\beta}{dy}$$

was zeigt, daß $\frac{dg}{dz}$, $\frac{df}{dz}$, $\frac{d\gamma}{dz}$ endlich sind, das heißt: f, g, γ sind stetig. An der Oberfläche des Leiters und an der äußeren Seite

endigen also die elektrischen Kraftlinien normal zur Oberfläche, während die magnetischen Kraftlinien daselbst tangential verlaufen. Um einzusehen, daß die erste Bedingung die zweite nach sich zieht, braucht man sich nur an die Gleichung zu erinnern:

$$\frac{d\gamma}{dt} = 4\pi\left(\frac{dg}{dx} - \frac{df}{dy}\right)$$

5. Wir betrachten noch eine Normale zur Oberfläche, als Achse der z, und zwar die Teile dieser Normalen sehr nahe am Fußpunkt; an diesen Stellen wird man gemäß vorhergehendem haben:

$$f = g = 0$$

woraus:

$$\frac{df}{dx} + \frac{dg}{dy} + \frac{dh}{dz} = \frac{dh}{dz} = \varrho$$

oder durch Integration und unter Berücksichtigung, daß im Inneren $h = 0$, wobei wir die Integration über die ganze Oberflächenschicht ausdehnen, wo freie Elektrizität ist:

$$h = \int \varrho\, dz$$

Dieses Integral stellt die Oberflächendichte der freien Elektrizität dar, während ϱ die Volumendichte ist; erstere ist also gleich der elektrischen Verschiebung in einem Punkte sehr nahe der Oberfläche der äußeren Seite.

6. Wir betrachten die Gleichung:

$$4\pi\left(u + \frac{df}{dt}\right) = \frac{d\gamma}{dy} - \frac{d\beta}{dz}$$

und beachten, daß in der Oberflächenschicht $\frac{df}{dt}$ und $\frac{d\gamma}{dy}$ begrenzt sind, während u und $\frac{d\beta}{dz}$ sehr groß sind. Wir integrieren wieder unter Berücksichtigung, daß im Innern $\beta = 0$ und erhalten:

$$4\pi \int u\, dz + 4\pi \int \frac{df}{dt}\, dz = \int \frac{d\gamma}{dy}\, dz - \beta$$

Der zweite Ausdruck der linken Seite und der erste der rechten Seite sind zu vernachlässigen; es bleibt also:

$$\beta = -4\pi \int u\, dz$$

und ebenso:

$$\alpha = 4\pi \int v\, dz$$

$\int u\, dz$, $\int v\, dz$ stellen die Oberflächendichte der Leitungsströme dar, während u und v die Volumendichte darstellen. Die magnetische Kraft

an der Oberfläche, auf der äußeren Seite, ist also senkrecht gerichtet zum Leitungsstrom und ihm proportional. Wir werden diese beiden letzten Resultate wiederfinden bei Besprechung der retardierten Potentiale.

7. Da der Leitungsstrom an der Oberfläche verläuft, ist der Vektor u, v, w Tangente an der Oberfläche.

§ 3. Die retardierten Potentiale.

Es sei $\varphi(x, y, z, t)$ irgend eine Funktion. Wir betrachten die beiden Punkte x, y, z (angezogener Punkt) und x', y' z' (anziehender Punkt); es sei

$$r = \sqrt{\sum (x - x')^2}$$

ihr Abstand. Das Integral

$$\int\int\int \varphi(x', y', z', t - r) \frac{1}{r} dx' dy' dz' \tag{1}$$

über den ganzen Zwischenraum ausgedehnt heißt das retardierte Potential von φ und wird dargestellt werden können durch den Ausdruck:

$$V = P(\varphi)$$

Derselbe wird die folgende Gleichung (analog derjenigen von Poisson) befriedigen:

$$\Delta V - \frac{d^2 V}{d t^2} = -4\pi\varphi$$

Mit Bezug auf Gleichungen (7) des vorhergehenden Paragraphen sieht man, daß ψ, F, G, H, α, β, γ sind beziehungsweise die retardierten Potentiale von

$$(2) \begin{cases} \rho, \quad u, \quad v, \quad w, \\ \frac{dw}{dy} - \frac{dv}{dz}, \quad \frac{du}{dz} - \frac{dw}{dx}, \quad \frac{dv}{dx} - \frac{du}{dy} \end{cases}$$

Die Schwingungen, mit denen wir es zu tun haben, werden einfache ungedämpfte oder gedämpfte Schwingungen sein. Das gestattet die Annahme, daß alle unsere Funktionen proportional sind einer Exponentialgröße $e^{i\omega t}$. Wir erhielten so in Wahrheit eine imaginäre Lösung unserer Gleichungen, was uns wenig dienen würde; man kann jedoch leicht nach einem bekannten Verfahren daraus eine reelle Lösung, welche einem wirklichen Falle entspricht, ableiten. Der reelle Teil dieser imginären Lösung wird gleicherweise eine Lösung unserer Gleichungen sein. Unter diesen Bedingungen, wenn die imaginäre Lösung sich darstellt in der Form

$$A e^{i\omega t},$$

definiert der reelle Teil von ω die Periode, der imaginäre Teil die Dämpfung, der Modulus von A stellt die Amplitude der reellen Lösung dar, und das Argument von A die Phase.

Wenn nun φ proportional $e^{i\omega t}$ ist, kann man das Integral (1 unter einer neuen Form schreiben. Es sei $d\tau' = dx'dy'dz'$ das Volumenelement, welches seinen Schwerpunkt im Anziehungspunkt hat, ferner

$$\varphi' = \varphi(x', y', z', t)$$

Man wird haben:

$$\varphi(x', y', z', t - r) = \varphi' e^{-i\omega r}$$

Unser Integral wird also:

$$P(\varphi) = \int \varphi' \frac{e^{-i\omega r}}{r} d\tau' \tag{3}$$

Das ist nun ein Potential analog dem Newtonschen Potential, aber mit einem ein wenig verschiedenen Anziehungsgesetz. Dieses Potential besitzt jedoch die wesentlichen Eigenschaften des Newtonschen in Betreff der Stetigkeit. In der Tat wenn man die Differenz

$$\frac{e^{-i\omega r}}{r} - \frac{1}{r}$$

der beiden Ausdrücke, entsprechend den beiden Potentialarten, ins Auge faßt, so bleibt diese Differenz begrenzt für $r = 0$.

Wir haben aber auch noch einem anderen Umstande Rechnung zu tragen. Die Größen (2) sind Null, ausgenommen in einer sehr dünnen Schicht an der Oberfläche der Leiter.

Das Integral (3), welches ein Volumenpotential ist, transformiert sich also in ein Oberflächenintegral.

Bezeichnen wir mit

$$\mu, U, V, W$$

die Oberflächendichten der Elektrizität und des Leitungsstromes, so hat man:

$$\mu = \int \varrho \, dz, \qquad U = \int u \, dz$$

wobei die Integrale des zweiten Gliedes diejenigen sind, welche wir am Schluß des vorigen Paragraphen betrachtet haben.

Wir können also schreiben:

$$\psi = \int \mu' \frac{e^{-i\omega r}}{r} d\sigma', \quad F = \int U' \frac{e^{-i\omega r}}{r} d\sigma'$$

wo $d\sigma'$ das Oberflächenelement des Leiters ist mit dem Anziehungs-



punkt als Zentrum, während μ' und U' die Werte von μ und U in diesem Punkte sind. Die Skalaren- und Vektor-Potentiale sind also stetig, während ihre Derivierten es nicht sind.

§ 4. Eine partikulare Lösung.

Wir benutzen wieder die Gleichungen (1bis) usw. des § 2 und nehmen an, daß die gewählten Koordinaten die Polarkoordinaten seien derart, daß:

$$a = 1, \qquad b = x', \qquad c = x' \sin y'$$

Wir werden also (unter der Bedingung, als Vektorpotential nicht das Lorentzsche Potential nehmen zu müssen) den Gleichungen genügen, indem wir setzen:

$$G' = H' = 0, \qquad \alpha' = \beta' = 0, \qquad h' = 0, \qquad \frac{d}{dz'} = 0$$

Außerhalb der Leiter werden sich also die Gleichungen reduzieren auf:

$$\gamma' = -\frac{c}{ab}\frac{dF'}{dy'} = -\sin y' \frac{dF'}{dy'} \tag{1}$$

$$4\pi f' = -\frac{dF'}{dt} - \frac{d\psi'}{dx'} \tag{2}$$

$$4\pi g' = -\frac{d\psi'}{dy'} \tag{2^{bis}}$$

$$4\pi \frac{df'}{dt} = \frac{a}{bc}\frac{d\gamma'}{dy'} = \frac{1}{x'^2 \sin y'}\frac{d\gamma'}{dy'} \tag{3}$$

$$4\pi \frac{dg'}{dt} = -\frac{b}{ac}\frac{d\gamma'}{dx'} = -\frac{1}{\sin y'}\frac{d\gamma'}{dx'} \tag{3^{bis}}$$

$$\frac{d}{dx'}(f' x'^2 \sin y') + \frac{d}{dy'}(g' \sin y') = 0 \tag{4}$$

Aus (2bis), (3bis) und (1) werden wir entnehmen:

$$4\pi \frac{dg'}{dt} = -\frac{d^2\psi'}{dy'\,dt} = -\frac{1}{\sin y'}\frac{d\gamma'}{dx'} = \frac{1}{\sin y'}\frac{d}{dx'}\left(\sin y' \frac{dF'}{dy'}\right) = \\ = \frac{d^2 F'}{dx'\,dy'}$$

Die Gleichung:

$$-\frac{d^2\psi'}{dy'\,dt} = \frac{d^2 F'}{dx'\,dy'} \tag{5}$$

führt uns zu der Gleichung:

$$\frac{dF'}{dx'} + \frac{d\psi'}{dt} = 0 \tag{6}$$

was zeigt, daß die Gleichung (6bis) des § 2 richtig bleibt, außerhalb der Leiter, wie für das Lorentzsche Potential, obwohl im allgemeinen unser Vektorpotential nicht dasjenige von Lorentz ist, weil die Gleichungen nicht mehr richtig für die Leiter bleibt. Wie dem auch sei, es liefern uns Gleichung (2) und (3) respektive, unter Berücksichtigung von Gleichung (6) und (1),

$$4\pi \frac{df'}{dt} = -\frac{d^2F'}{dt^2} - \frac{d^2\psi'}{dx\,dt} = -\frac{d^2F'}{dt^2} + \frac{d^2F'}{dx'^2}$$

$$4\pi \frac{df'}{dt} = \frac{1}{x'^2 \sin y'} \frac{d\gamma'}{dy'} = -\frac{1}{x'^2 \sin y'} \frac{d}{dy'}\left(\sin y' \frac{dF'}{dy'}\right)$$

woraus

$$\frac{d^2F'}{dx'^2} - \frac{d^2F'}{dt^2} = -\frac{\operatorname{cotg} y'}{x'^2} \frac{dF'}{dy'} - \frac{1}{x'^2} \frac{d^2F'}{dy'^2} \tag{7}$$

Ich will diese Gleichung befriedigen, indem ich für F' das Produkt aus einer Funktion von x' und eine Funktion von y' setze; zu dem Zwecke muß ich die beiden Glieder von Gleichung (7) gleich $\frac{KF'}{x'^2}$ machen, wo K eine Konstante bedeutet. Man findet so die beiden Gleichungen:

$$\omega^2 F' + \frac{d^2F'}{dx'^2} = \frac{KF'}{x'^2} \tag{8}$$

$$\operatorname{cotg} y' \frac{dF'}{dy'} - \frac{d^2F'}{dy^2} = KF' \tag{9}$$

indem wir uns daran erinnern, daß $\frac{d^2F'}{dt^2} = -\omega^2 F'$, da wir vorher die Annahme machten, daß alle unsere Funktionen proportional $e^{i\omega t}$ sind. Betrachten wir zunächst Gleichung (9), die uns zeigt, wie F' als Funktion des Winkels y' variiert. Wenn wir setzen

$$\cos y' = \mu$$

so wird die Gleichung:

$$(1-\mu^2)\frac{d^2F'}{d\mu^2} - 2\mu \frac{dF'}{d\mu} + KF' = 0 \tag{9^{bis}}$$

Man sieht, daß diese Gleichung sich zurückführt auf diejenige, welche

das Polynom von Legendre $P_n(\mu) = P_n(\cos y')$ bestimmt, wenn man setzt

$$K = n(n+1)$$

Es ist im übrigen angebracht, K diesen Wert zu geben, wenn man will, daß F' genau bleibt für alle Werte des Winkels y'. Wir können nun auf Gleichung (8) rekurrieren, um zu sehen, wie sich F' als Funktion des Radiusvektor x' verhält. Wir setzen

$$\omega x' = \xi$$

und unsere Gleichung wird

$$\frac{d^2 F'}{d\xi^2} + F'\left[1 - \frac{n(n+1)}{\xi^2}\right] = 0 \tag{10}$$

Diese lineare Gleichung läßt zwei bemerkenswerte Integrale zu, die ich mit $J_n(\xi)$ und $I_n(\xi)$ bezeichnen werde wegen ihrer Analogie mit den Besselschen Funktionen; im folgenden bedeuten, falls nichts Gegenteiliges gesagt wird, diese Bezeichnungen nicht die gewöhnlichen Besselschen Funktionen, sondern die Integrale der Gleichung (10).

Das Integral I_n ist dasjenige, welches für sehr große ξ merklich gleich $e^{-i\xi}$ ist; man sieht leicht, daß dieses Integral gleich ist $e^{-i\xi}$ multipliziert mit einem ganzen Polynom in $\frac{1}{\xi}$. In den folgenden Paragraphen werden wir häufig mit ξ das Argument der Funktion I_n bezeichnen.

Das Integral J_n ist dasjenige, welches für $\xi = 0$ von gleicher Form bleibt; es ist gleich dem reellen Teil von $h I_n$, wo h ein konstanter Faktor ist. Die Funktion J_n ist so nicht vollständig bestimmt; sie ist es nur bis auf einen konstanten Faktor, und um diesen Koeffizienten zu bestimmen, treffen wir die folgende Übereinkunft.

Es seien I_n' und J_n' die Derivierten von I_n und J_n; man wird die Beziehung haben:

$$I_n' J_n - J_n' I_n = \text{konst.}$$

Man sieht leicht, daß diese Beziehung zwischen irgend zwei Integralen von Gleichung (10) stattfindet. Wir werden unseren Faktor konstant wählen, so daß diese Konstante gleich 1 sei; man hat dann

$$I_n' J_n - J_n' I_n = 1 \tag{11}$$

Hieraus resultiert, daß F' von einer der folgenden Formen sein wird:

$$F' = e^{i\omega t} P_n(\cos y') J_n(\omega x')$$
$$F' = e^{i\omega t} P_n(\cos y') I_n(\omega x')$$

Nehmen wir nur die erste Form; wir haben gefunden:

$$4\pi \frac{d f'}{d t} = -\frac{d^2 F'}{d t^2} + \frac{d^2 F'}{d x'^2}$$

woraus

$$4\pi i \omega f' = \omega^2 F' + \frac{d^2 F'}{d x'^2} = \frac{n(n+1) F'}{x'^2}$$

woraus endlich

$$f' = \frac{n(n+1)}{4\pi i \omega} P_n(\cos y') \frac{J_n(\omega x')}{x'^2} e^{i\omega t} \tag{12}$$

Dies zeigt uns, wie die radiale Komponente f' der elektrischen Kraft als Funktion des Radiusvektor x' variiert und zwar proportional mit $\frac{J_n}{x'^2}$. Bei der zweiten Form genügt es, J_n durch I_n zu ersetzen.

Nach dieser Feststellung betrachten wir irgend ein elektromagnetisches Feld und nehmen an:

1. Daß im Inneren einer Kugel vom Radius R kein Leiter vorhanden ist.
2. Daß das Feld ein Wechselfeld sei.

Man sieht, daß man unter denselben Bedingungen wie vorher annehmen kann:

$$G' = H' = 0, \quad \text{usw.}$$

Weiter wird F' in eine Reihe von Kugelfunktionen entwickelt werden können und wegen des Wechselfeldes in eine Reihe von Legendreschen Polynomen. Wir werden also haben:

$$F' = e^{i\omega t} \sum K_n P_n(\cos y')$$

wo K_n eine Funktion von x' allein ist. Nach dem Vorhergehenden wird K_n der Gleichung (10) genügen und andererseits ungeändert bleiben müssen für $x' = 0$, da es im Inneren der Kugel vom Radius R keinen Leiter gibt. Wir werden also haben

$$F' = e^{i\omega t} \sum A_n J_n(\omega x') P_n(\cos y')$$

und

$$f' = e^{i\omega t} \sum B_n \frac{J_n(\omega x')}{x'^2} P_n(\cos y') \tag{13}$$

wo die A_n und B_n numerische Koeffizienten sind.

Nehmen wir jetzt an:

1. Daß es im Inneren einer Kugel vom Radius R keinen Leiter gebe.

2. Daß das Feld ein Wechselfeld sei.
3. Daß der gegenwärtige Zustand erreicht worden sei, indem wir von einem Ruhezustand ausgingen derart, daß alle unsere Größen durch retardierte Potentiale dargestellt werden könnten.

Unter diesen Bedingungen wird F' für sehr große, x' merklich proportional $e^{i\omega x'}$ sein, was uns erlaubt zu schreiben:

$$F' = e^{i\omega t} \sum A_n I_n(\omega x') P_n(\cos y')$$

und

$$f' = e^{i\omega t} \sum B_n \frac{I_n(\omega x')}{x'^2} P_n(\cos y')$$

§ 5. **Beugung durch eine Kugel.**

Wir wollen nunmehr mit dem Studium der Beugungseffekte, hervorgerufen durch die Erdkugel auf elektrische Wellen eines Oszillators, beginnen. Das äußere Feld sei erzeugt von einem linearen Oszillator, dessen Verlängerung durch den Erdmittelpunkt gehen würde; die erzeugten Felder sind Wechselfelder. Man wird diesen Oszillator als punktförmig ansehen können, und ich bezeichne diesen Punkt mit S Es sei O der Erdmittelpunkt und M der Punkt x, y, z. Mit r bezeichnen wir die Entfernung SM, mit D die Entfernung SO, mit ϱ die Entfernung OM, mit φ den Winkel SOM, mit $\pi-\xi$ den Winkel OMS, mit θ den Winkel OSM. Es ergibt sich, daß ϱ und φ das darstellen, was im vorhergehenden Paragraphen mit x' und y' bezeichnet war.

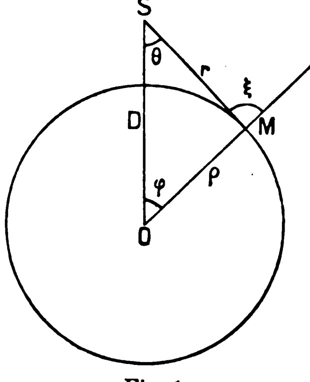


Fig. 1.

Wir benötigen die radiale Komponente der elektrischen Verschiebung, d. h. das, was wir im vorhergehenden Paragraphen f' nannten. Für das äußere Feld können wir ein Vektorpotential nehmen in Richtung SM und in Größe gleich

$$e^{i\omega(t-r)} \left(\frac{1}{r} + i\omega\right) \cos\theta$$

Es folgt:

$$(1)\ 4\pi f'^* = e^{i\omega(t-r)}\left[\frac{i\omega}{r}\sin\theta\sin\xi + \left(\frac{1}{r^2}+\frac{1}{i\omega r^3}\right)(\sin\theta\sin\xi - 2\cos\theta\cos\xi)\right]$$

Im Inneren der Kugel vom Radius D, kann f'^* nach der Formel (13) des vorhergehenden Paragraphen entwickelt werden, was uns erlaubt zu schreiben:

$$(2)\qquad f'^* = e^{i\omega t}\sum A_n J_n(\omega\varrho)\frac{1}{\varrho^2}P_n(\cos\varphi)$$

Der Koeffizient A_n hängt nur von n und D ab.

Gehen wir zum inneren Feld über. Außerhalb der Erdkugel, d. h. für $\varrho < \varrho_0$ (wenn ϱ den Radius der Erde bedeutet) werden wir die Formel (13bis) des vorhergehenden Paragraphen anwenden können und wir werden haben:

$$(3)\qquad f' = e^{i\omega t}\sum B_n I_n(\omega\varrho)\frac{1}{\varrho^2}P_n(\cos\varphi)$$

Im Inneren der Erdkugel, d. h. für $\varrho < \varrho_0$, wird uns die Formel (13) geben:

$$(4)\qquad f' = e^{i\omega t}\sum C_n J_n(\omega\varrho)\frac{1}{\varrho^2}P_n(\cos\varphi)$$

Endlich auf der Oberfläche werden wir für die Dichte μ der Elektrizität haben

$$(5)\qquad \mu = e^{i\omega t}\sum D_n\frac{1}{\varrho_0{}^2}P_n(\cos\varphi)$$

Es bleibt noch übrig die Koeffizienten B_n, C_n und D_n zu berechnen.

Wir schreiben die Werte von F' für $\varrho > \varrho_0$ und $\varrho < \varrho_0$; mit Bezug auf Formel 12 des § 5 finden wir:

$$F' = e^{i\omega t}\sum\frac{4\pi i\omega}{n(n+1)}B_n I_n(\omega\varrho)P_n(\cos\varphi)$$

und

$$F' = e^{i\omega t}\sum\frac{4\pi i\omega}{n(n+1)}C_n J_n(\omega\varrho)P_n(\cos\varphi)$$

Wir erinnern uns, daß hier F' nicht das Lorentzsche Potential ist. Die Gleichungen (2bis), (3bis) und (1) des § 4 haben uns gegeben:

$$4\pi\frac{dg'}{dt} = \frac{d^2F'}{dx'\,dy'}$$

oder mit unseren gegenwärtigen Bezeichnungen:

$$4\pi\frac{dg'}{dt} = 4\pi i\omega g' = \frac{d^2F'}{d\varrho\,d\varphi}$$

was uns für $\varrho > \varrho_0$ liefert:

$$g' = \omega e^{i\omega t} \sum \frac{B_n}{n(n+1)} I'_n(\omega \varrho) \frac{d P_n}{d \varphi}$$

und für $\varrho < \varrho_0$:

$$g' = \omega e^{i\omega t} \sum \frac{C_n}{n(n+1)} J'_n(\omega \varrho) \frac{d P_n}{d \varphi}$$

Aber die tangentiale Komponente g' soll stetig bleiben für $\varrho = \varrho_0$ was uns gibt:

(6) $$B_n I'_n (\omega \varrho_0) = C_n J_n (\omega \varrho_0$$

Andererseits soll die Normalkomponente f' unstetig sein und ihr brüsker Sprung soll gleich μ sein, was ergibt:

(7) $$B_n I_n (\omega \varrho_0) = C_n J_n (\omega \varrho_0) + D_n$$

Endlich das totale Feld

$$f^* + f'$$

soll im Inneren der Erde Null sein, was ergibt:

(8) $$A_n + C_n = 0$$

Aus Gleichungen (6), (7) und (8) kann man unter Berücksichtigung daß:

$$I'_n J'_n - J'_n I_n = 1$$

ableiten:

$$I'_n (\omega \varrho_0) D_n = A_n$$

woraus

(9) $$\mu = e^{i\omega t} \sum \frac{A_n}{\varrho_0^2 I'_n (\omega \varrho_0)} P_n (\cos \varphi)$$

was ich manchmal schreiben werde:

(9bis) $$\mu = e^{i\omega t} \sum \frac{A_n J_n}{\varrho_0^2 I'_n J_n} P_n$$

Man ersieht hieraus, wie man die Eigenperioden der von einem kugelförmigen Erreger ausgesandten Wellen bestimmen kann. Dieselben sind gegeben durch die Gleichungen

$$I'_n (\omega \varrho_0) = 0$$

Um weiter zu gehen, betrachten wir das Dreieck SOM, dessen Seiten D, r und ϱ und dessen Winkel φ, θ und $\pi - \xi$ sind, und die Formel:

$$4\pi f'^{*} = e^{i\omega(t-r)} \left[\frac{i\omega}{r} \sin\theta \sin\xi + \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{i\omega r^3}\right)(\sin\theta\sin\xi - 2\cos\theta\cos\xi)\right]$$

Man wird bemerken, daß diese Formel eine besondere Symmetrie zeigt. Angenommen wir vertauschten in dem Dreieck SOM die Spitzen S

und M; die Längen D und ϱ werden sich vertauschen, φ ändert sich in $-\varphi$; r ändert sich nicht, θ ändert sich in $\pi-\xi$ und ξ in $\pi-\theta$, so daß sich die Produkte $\sin\theta\sin\xi$ und $\cos\theta\cos\xi$ nicht ändern werden. Hieraus folgt, daß f'^* sich nicht ändern wird. Es ist also f'^* eine Funktion von D, ϱ und φ, die sich nicht ändert, wenn man ändert D, ϱ und φ in ϱ, D und $-\varphi$; und da dieselbe im übrigen sich nicht ändert, wenn man φ in $-\varphi$ ändert, so wird sie eine symmetrische Funktion von D und ϱ sein; die Bedingungen dieser Symmetrie verlangen jedoch einige Aufmerksamkeit. Wir haben gefunden

$$f'^* = e^{i\omega t}\sum A_n J_n(\omega\varrho)\frac{1}{\varrho^2}P_n(\cos\varphi)$$

wo A_n eine Funktion von D ist; man wäre versucht, wegen der Symmetrie zu schreiben, daß A_n, bis auf einen konstanten Faktor, gleich $J_n(\omega D)\frac{1}{D^2}$ sei; aber die vorhergehende Formel ist nur richtig, wenn $\varrho < D$; für $\varrho > D$ müßte man sie modifizieren und in ihr $J_n(\omega\varrho)$ ersetzen durch $I_n(\omega\varrho)$ (ebenso, wenn man $\frac{1}{r}$ nach den Polynomen P_n entwickeln will, schreitet die Entwickelung nach den positiven Potenzen von ϱ fort, wenn $\varrho < D$, und nach den negativen, wenn $\varrho > D$). Wenn man $\varrho < D$ hat, hat man umgekehrt $D > \varrho$; man wird also schließen müssen, daß A_n nicht proportional ist $J_n(\omega D)\frac{1}{D^2}$ sondern $I_n(\omega D)\frac{1}{D^2}$, und schreiben müssen:

$$f'^* = e^{i\omega t}\sum K_n I_n(\omega D) J_n(\omega\varrho)\frac{1}{\varrho^2 D^2}P_n(\cos\varphi) \tag{10}$$

wo K ein gleichzeitig von D, ϱ und φ unabhängiger Koeffizient ist. Um diesen Koeffizienten zu bestimmen, nehmen wir an, daß D und ϱ sehr klein seien; dann reduzieren sich I_n und J_n merklich auf ihre ersten Glieder; es seien

$$I_n(\omega D) = b_n(\omega D)^{-n}, \qquad J_n(\omega\varrho) = c_n(\omega\varrho)^{n+1}$$

diese ersten Glieder; es wird für $t = 0$

$$f'^* = \sum K_n b_n c_n \frac{\omega}{\varrho D^2}\left(\frac{\varrho}{D}\right)^n P_n$$

Andererseits ist unter diesen Bedingungen r sehr klein, so daß bleibt:

$$4\pi f'^* = \frac{1}{i\omega r^3}(\sin\theta\sin\xi - 2\cos\xi\cos\xi)$$

Wir wissen, daß man hat:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{D} \sum \left(\frac{\varrho}{D}\right)^n P_n$$

Wenn wir diese Gleichung differentiieren, erst mit Bezug auf D, dann nach ϱ, so bemerkt man, daß für $d\varrho = 0$ sich ergibt

$$dr = dD \cos\theta$$

und daß, wenn $dD = 0$:

$$dr = -d\varrho \cos\xi, \qquad r\,d\theta = d\varrho \sin\xi$$

Wir werden finden:

$$-\frac{\cos\theta}{r^2} = -\frac{1}{D^2} \sum (n+1) \left(\frac{\varrho}{D}\right)^n P_n$$

dann:

$$\frac{2\cos\theta\cos\xi}{r^3} - \frac{\sin\theta\sin\xi}{r^3} = \frac{1}{\varrho D^2} \sum n(n+1) \left(\frac{\varrho}{D}\right)^n P_n$$

oder, indem wir die beiden Werte von $4\pi f'^*$ identifizieren:

$$\frac{-1}{i\omega\varrho D^2} \sum n(n+1) \left(\frac{\varrho}{D}\right)^n P_n = 4\pi \sum K_n b_n c_n \frac{\omega}{\varrho D^2} \left(\frac{\varrho}{D}\right)^n P_n$$

oder endlich:

$$K_n = \frac{i}{4\pi\omega^2} \frac{n(n+1)}{b_n c_n}$$

Nun findet man leicht

$$b_n = (-1)^{1-n} \frac{\Gamma(2n+1)}{2[2^n \Gamma(n+1)]^2}, \qquad c_n = (-1)^n \frac{2\cdot[2^n \Gamma(n+1)]^2}{\Gamma(2n+2)}$$

woraus:

$$b_n c_n = -\frac{\Gamma(2n+1)}{\Gamma(2n+2)} = \frac{-1}{2n+1}$$

und

$$K_n = \frac{-i}{4\pi\omega^2} n(n+1)(2n+1)$$

was uns erlaubt zu schreiben

$$A_n = \frac{-i}{4\pi\omega^2} n(n+1)(2n+1) \frac{I_n(\omega D)}{D^2} \tag{11}$$

und

$$\mu = \frac{-i}{4\pi\omega^2} \frac{1}{\varrho^2 D^2} \sum n(n+1)(2n+1) \frac{I_n(\omega D)}{I_n'(\omega\varrho)} P_n(\cos\varphi) \tag{12}$$

§ 6. Einführung der nicht ganzen Werte von *n*.

Es handelt sich jetzt (indem wir $t = 0$ machen, um uns des Faktors $e^{i\omega t}$ zu entledigen) um die Summe der Reihe

$$\mu \varrho_0^2 = \sum \frac{A_n P_n}{I_n'} \tag{1}$$

Man erhält ziemlich oft eine erste Annäherung der Summe der Reihe

$$\sum F(n)$$

indem man sie ersetzt durch

$$\int F(n)\, d\, n$$

es genügt hierfür, daß die Eulersche Summenformel genügend konvergent sei.

Wenn wir versuchen, diese Methode auf unseren Fall anzuwenden, so stoßen wir auf eine anfängliche Schwierigkeit; in der Tat sind unsere Funktionen A_n, P_n und I_n' nur bestimmt, wenn n ganz positiv ist; man muß sie zuerst für alle Werte von n bestimmen. Wir beginnen mit P_n und haben zur Bestimmung von P_n die Formel:

$$2\pi P_n = \int_{-\pi}^{+\pi} (\cos \varphi + i \sin \varphi \cos \omega)^n \, d\, \omega \tag{2}$$

wir können die gleiche Formel beibehalten für den Fall, wo n nicht ganz positiv ist; es ergäbe sich eine Schwierigkeit, wenn

$$\cos \varphi + i \sin \varphi \cos \omega$$

auf dem Integrationswege verschwinden würde; wenn letzterer geradlinig ist, kann dies eintreten für $\varphi = \frac{\pi}{2}$ und für gewisse imaginäre Werte von φ; wenn man aber φ den einen dieser Werte gibt, so wird es genügen den Integrationsweg zu ändern. Wir werden sehen, daß die so definierte Funktion P_n eine ganze Funktion von n ist; es ist nicht eine gleichförmige Funktion von φ, da man eben für gewisse Werte von φ gezwungen ist den Integrationsweg zu ändern; es ist aber eine gleichförmige Funktion von n, was für uns wichtig ist.

Die Funktion P_n hat noch eine andere wichtige Eigenschaft. Wir setzen

$$\operatorname{tg} \frac{\omega}{2} = t$$

Unsere Relation wird dann:

$$\pi P_n = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(e^{i\varphi} + e^{-i\varphi} t^2)^n \, d t}{(1 + t^2)^{n+1}}$$

Wir ändern n in $-n-1$; es ist dann:

$$\pi P_{-n-1} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(1 + t^2)^n \, d t}{(e^{i\varphi} + e^{-i\varphi} t^2)^{n+1}}$$

Wir setzen

$$t = u \, e^{i\varphi}$$

Dann ergibt sich:

$$\pi P_{n-1} = \int \frac{(1 + u^2 e^{2i\varphi})^n \, e^{i\varphi} \, d u}{e^{i(n+1)\varphi}(1 + u^2)^{n+1}} = \int \frac{(e^{-i\varphi} + u^2 e^{i\varphi})^n \, d u}{(1 + u^2)^{n+1}}$$

oder

$$P_{-n-1}(\varphi) = P_n(-\varphi) = P_n(\varphi)$$

denn man sieht leicht, daß P_n sich nicht ändert, wenn man φ in $-\varphi$ ändert; man braucht nur in Formel (2) ω in $\omega + \pi$ zu ändern; die Grenzen werden 0 und 2π, können aber auf $-\pi$ und $+\pi$ zurückgeführt werden, da die Funktion unter dem Integralzeichen periodisch ist.

So ändert sich also P_n nicht, wenn man n in $-n-1$ ändert.

Wir gehen jetzt über zu I_n' und zuerst I_n und finden leicht:

$$(3) \begin{cases} I_n = \dfrac{i}{2} [2^n \Gamma(n+1)]^{-2} (-1)^{-2n} \int_{-1}^{\infty} e^{i\omega\varrho x} (x^2 - 1)^n (\omega\varrho)^{n+1} dx \\ I_n' = \dfrac{i}{2} [2^n \Gamma(n+1)]^{-2} (-1)^{-2n} \int_{-1}^{\infty} e^{i\omega\varrho x} (x^2 - 1)^n (\omega\varrho)^{n+1} \left(i x + \dfrac{n}{\omega\varrho} \right) dx \end{cases}$$

Das einfachste scheint zu sein, diese Formeln zu verallgemeinern für nicht ganze n; es kann dabei aber eine Schwierigkeit sich ergeben, da $x^2 - 1$ bei einer der Integrationsgrenzen zu Null wird. Wenn also der reelle Teil von n kleiner als -1 wäre, würde das Integral unendlich groß sein. Folglich an Stelle eines Integrationsweges C von -1 bis ∞, derart, daß im Unendlichen die Exponentialgröße $e^{i\omega\varrho x}$ sehr klein ist, denken wir uns einen anderen Integrationsweg C_1 von unendlich bis unendlich über den Punkt -1 und so, daß im Unendlichen $e^{i\omega\varrho x}$ sehr klein sei. Für den Punkt -1, und wenn n nicht ganz ist, erscheint der Ausdruck $(x^2 - 1)^n$ multipliziert mit $e^{2i\pi n}$; hieraus folgt:

$$\int_{C_1} = (e^{2i\pi n} - 1) \int_{C}$$

und daß wir die Gleichungen (3) ersetzen können durch die folgenden:

$$(3^{\text{bis}}) \qquad I_n \text{ oder } I_n' = \frac{i}{2}[2^n \Gamma(n+1)]^{-2}(-1)^{-2n}(e^{2i\pi n}-1)^{-1}\int_{C_1}$$

wo die Ausdrücke unter dem Integralzeichen dieselben sind wie in Gleichung (3). Die vorher angedeutete Schwierigkeit tritt also hier nicht auf. Wir beachten nun, daß $\int_{C_1}$ eine ganze Funktion von n ist; dasselbe gilt von $[2^n \Gamma(n+1)]^{-2}$ und folglich von

$$I_n(e^{2i\pi n}-1), \qquad I_n'(e^{2i\pi n}-1)$$

I_n und I_n' sind meromorphe Funktionen von n, und sie können nur für ganze n unendlich werden. Wenn aber n ganz positiv oder Null ist, verschwindet $\int_{C_1}$ ebenfalls, und wegen der Formel:

$$\int_C = (e^{2i\pi n}-1)^{-1}\int_{C_1}$$

sehen wir, daß $(e^{i\pi n}-1)^{-1}\int_{C_1}$ endlich bleibt. Wenn im Gegenteil n ganz negativ ist, verschwindet $\Gamma(n+1)^{-1}$, und $\Gamma(n+1)^{-1}(e^{2i\pi n}-1)$ bleibt endlich. Es sind also I_n und I_n' ganze Funktionen von n.

Sehen wir jetzt zu was aus I_n und I_n' wird wenn man n in $-n-1$ ändert. Wir erinnern uns, daß I_n die Differentialgleichung befriedigt:

$$(4) \qquad I_n'' + I_n\left[1 - \frac{n(n+1)}{\xi^2}\right] = 0$$

wo die Derivierten nach ξ genommen sind, und wo man gesetzt hat $\xi = \omega\varrho$ (§ 5 Gleichung (10) und § 11 im Anfang). Die Funktion I_n wird stets dieser Gleichung genügen, wenn n nicht mehr ganz sein wird. Ferner wird diese Funktion I_n merklich proportional $e^{-i\xi}$ sein wenn ξ sehr groß ist. Diese Bedingung genügt nun, um das Integral von Gleichung (4) bis auf einen konstanten Faktor zu bestimmen.

Wenn man aber n in $-n-1$ ändert, so ändert sich das Produkt $n(n+1)$ nicht. Die Gleichung (4) ändert sich also nicht, und diejenige ihrer Integrale, welche merklich proportional $e^{-i\xi}$ wird für sehr große ξ, bleibt die gleiche bis auf einen konstanten Faktor. Es ist also die Beziehung

$$\frac{I_{-n-1}}{I_n} = \frac{I'_{-n-1}}{I_n'}$$

unabhängig von ξ und nur abhängig von n; es bleibt noch übrig diesen konstanten Faktor zu bestimmen.

Geben wir kurz zwei Rechnungsmethoden für diese Bestimmung an:

1. Es sei zunächst ξ sehr groß. In diesem Falle kommen nur die Elemente in der Nähe von -1 in Betracht; wir können also unter dem Integralzeichen den Ausdruck $x^2 - 1$ durch $-2(x-1)$ ersetzen. Dann ist dieses Integral leicht mit Hilfe der Eulerschen Funktionen zu berechnen und man findet:

$$I_n = i^{2-n} 2^{-n-1} \frac{e^{-i\xi}}{\Gamma(n+1)}$$

Indem man n in $-n-1$ ändert, ergibt sich:

$$I_{-n-1} = i^{3+n} 2^n \frac{e^{-i\xi}}{\Gamma(-n)}$$

woraus

$$\frac{I_{-n-1}}{I_n} = i^{2n+1} 2^{2n+1} \frac{\Gamma(n+1)}{\Gamma(-n)} \tag{5}$$

2. Es sei jetzt ξ sehr klein; man hat zwei Fälle zu unterscheiden:

Wenn der reelle Teil von n positiv ist, so wird der wichtigste Ausdruck ξ^{-n} sein; man wird ihn leicht berechnen können durch Zurückführung auf das Integral

$$\int e^{-X}(-X^2 - \xi^2)^n \, dX$$

welches man längs einem passenden Integrationsweg berechnen soll, d. h. daß X von ∞ nach ∞ über den Punkt $X = -\xi$ gehen soll; der Integrationsweg wird übrigens auch über den Punkt $X = \xi$ gehen können; denn das kommt darauf zurück, daß man J_n, multipliziert mit einem konstanten Faktor, hinzufügt; da nun J_n von der Ordnung ξ^{n+1} ist, so ist es für sehr kleine ξ gegen I_n zu vernachlässigen. Unter diesen Bedingungen kann unser Integrationsweg so gewählt werden, daß man konstant $|X| > |\xi|$ hat. Man wird also haben:

$$I_n = \xi^{-n}(-1)^{1-n} \frac{\Gamma(2n+1)}{2[2^n \Gamma(n+1)]^2} \tag{6}$$

Nehmen wir jetzt an, daß der reelle Teil von n negativ sei, so daß der Hauptausdruck in ξ^{n+1} sei. Wir sind hier nicht mehr berechtigt, unseren Integrationsweg so zu wählen, daß er die beiden Punkte $X = \pm \xi$ (welche den beiden Punkten $X = \pm 1$ entsprechen) enthält, so daß die vorhergehende Analyse falsch wäre. Wenn aber ξ sehr klein ist, können wir $e^{i\xi x}$ durch 1 ersetzen, und unser Integral reduziert sich auf:

$$\xi^{n+1}\int_{-\infty}^{+\infty}(x^2-1)^n\,dx = i^{(2n+1)}\xi^{n+1}\frac{\Gamma\frac{1}{2}\Gamma\left(-n-\frac{1}{2}\right)}{\Gamma(-n)}$$

woraus

$$(7)\quad I_n = \frac{i}{2}[2^n\Gamma(n+1)]^{-2}\frac{\Gamma\frac{1}{2}\Gamma\left(-n-\frac{1}{2}\right)}{\Gamma(-n)}\,i^{(2n+1)}\xi^{n+1}(e^{2i\pi n}-1)^{-1}$$

und

$$(7^{\text{bis}})\quad I_{-n-1} = \frac{i}{2}[2^{-n-1}\Gamma(-n)]^{-2}\frac{\Gamma\frac{1}{2}\Gamma\left(n+\frac{1}{2}\right)}{\Gamma(n+1)}\,i^{-(2n+1)}\xi^{-n}(e^{-2i\pi(n+1)}-1)^{-1}$$

Wir beachten, daß:

$$e^{-2i\pi(n+1)}-1=(-1)^{-(n+1)}2i\sin n\pi$$

woraus

$$I_{-n-1} = \frac{i}{2}[2^{-n-1}\Gamma(-n)]^{-2}\frac{\Gamma\frac{1}{2}\Gamma\left(n+\frac{1}{2}\right)}{\Gamma(n+1)}\,i^{-(2n+1)}\xi^{-n}(-1)^{1+n}\frac{1}{2i\sin n\pi}$$

Wir werden also I_n vermittels der Formel (6) und I_{-n-1} durch Formel (7bis) berechnen, so daß wird:

$$\frac{I_{-n-1}}{I_n} = 2^{4n+1}\frac{\Gamma\frac{1}{2}\Gamma\left(n+\frac{1}{2}\right)\Gamma(n+1)}{\Gamma(2n+1)\Gamma^2(-n)}\,i^{-(2n+1)}(-1)^{2n+1}\frac{1}{\sin n\pi}$$

Es ist aber

$$\Gamma\left(n+\frac{1}{2}\right)\Gamma(n+1)=\Gamma\frac{1}{2}\,\frac{\Gamma(2n+1)}{2^{2n}}$$

woraus

$$\frac{I_{-n-1}}{I_n} = -\,2^{2n+1}\frac{\Gamma^2\frac{1}{2}}{\Gamma^2(-n)}\,i^{2n+1}\frac{1}{\sin n\pi}$$

Es ist aber

$$\frac{\Gamma^2\frac{1}{2}}{\sin n\pi}=\frac{\pi}{\sin n\pi}=-\Gamma(-n)\Gamma(n+1)$$

woraus endlich

$$\frac{I_{-n-1}}{I_n}=2^{2n+1}i^{2n+1}\frac{\Gamma(n+1)}{\Gamma(-n)}$$

eine mit Gleichung (5) identische Formel, die geschrieben werden kann:

$$\frac{I_{-n-1}}{\Gamma(n+1)} 2^{-n-1} i^{-n-1} = \frac{I_n}{\Gamma(-n)} 2^n i^n$$

was aussagt, daß:

$$\frac{I_n}{\Gamma(-n)} 2^n i^n \tag{8}$$

eine ganze Funktion von n ist, die sich nicht ändert, wenn man n in $-n-1$ ändert.

Der allgemeine Ausdruck der Reihe (12) des vorhergehenden Paragraphen ist:

$$\frac{-i}{4\pi\omega^2\varrho^2 D^2} n(n+1)(2n+1)\frac{I_n(\omega D)}{I_n'(\omega\varrho)} P_n(\cos\varphi) \tag{9}$$

Man sieht zunächst, daß dieser allgemeine Ausdruck eine meromorphe Funktion von n ist: Wenn wir jetzt n in $-n-1$ ändern, so sage ich, daß diese Funktion das Vorzeichen ändert, d. h. daß es eine ungerade Funktion von $n+\frac{1}{2}$ ist. In der Tat haben wir gesehen, daß P_n eine gerade Funktion ist und ebenso ist es mit:

$$\frac{I_n(\omega D)}{\Gamma(-n)} 2^n i^n, \qquad \frac{I_n'(\omega\varrho)}{\Gamma(-n)} 2^n i^n$$

und folglich mit $\frac{I_n(\omega D)}{I_n'(\omega\varrho)}$. Ebenso verhält es sich mit $n(n+1)$, während $2n+1$ eine ungerade Funktion ist. Der Ausdruck der Gleichung (9) ist also eine ungerade Funktion.

§ 7. **Grenzfall $D=\varrho$; Anwendung divergierender Reihen.**

Der interessanteste Fall ist derjenige, wo D sehr nahe gleich ϱ ist; man könnte zunächst daran denken $D=\varrho$ in der Reihe (12) des § 5 zu machen, aber diese Reihe würde dann divergent werden. Man kann nichtdestoweniger den folgenden Kunstgriff anwenden. Nehmen wir die Reihe:

$$\mu = \sum \frac{-i n(n+1)(2n+1)}{4\pi\omega^2 D^2\varrho^2} \frac{I_n(\omega D)}{I_n'(\omega\varrho)} P_n$$

die ich schreiben kann:

$$\mu = \sum \frac{-i n(n+1)(2n+1)}{4\pi\omega^2 D^2\varrho^2} \frac{I_n(\omega D)}{I_n'(\omega D)} \frac{I_n'(\omega D)}{I_n'(\omega\varrho)} P_n \tag{1}$$

sie konvergiert für $\varrho < D$; für $\varrho = D$ wird der Faktor $\frac{I_n'(\omega D)}{I_n'(\omega \varrho)}$ gleich 1 und sie divergiert; dieser Faktor ist für sehr große n merklich gleich:

$$\left(\frac{\varrho}{D}\right)^{n+1}$$

so daß wir dazu geführt werden, unsere Reihe zu vergleichen mit der folgenden:

$$\mu = \sum \frac{-i n (n+1)(2n+1)}{4\pi \omega^2 D^2 \varrho^2} \frac{I_n(\omega D)}{I_n'(\omega D)} \left(\frac{\varrho}{D}\right)^{n+1} P_n \tag{2}$$

Wir wollen festsetzen, wenn ϱ gegen D tendiert, daß dann die beiden Reihen (1) und (2) gegen eine gleiche Grenze tendieren. Dies zu zeigen beruht zunächst auf der Möglichkeit zu schreiben

$$\left\{\begin{aligned} \frac{I_n'(\omega D)}{I_n'(\omega \varrho)} = \left(\frac{\varrho}{D}\right)^{n+1} \Bigg[1 + \frac{A_1(\varrho - D)}{n} + \frac{A_2(\varrho - D)}{n^2} + \ldots \\ \ldots + \frac{A_{p-1}(\varrho - D)}{n^{p-1}} + \frac{B(\varrho - D)}{n^p} \Bigg] \end{aligned}\right. \tag{3}$$

wo $A_1, A_2 \ldots A_{p-1}$ Funktionen von ϱ und D sind, unabhängig von n, während B eine Funktion ist von ϱ, D und n, die begrenzt bleibt selbst für sehr großes n. Um dies zu zeigen, genügt es festzusetzen, daß:

$$I_n'(\xi) = N \xi^{n-1} \left[1 + \frac{C_1}{n} + \frac{C_2}{n^2} + \ldots + \frac{C_{p-1}}{n^{p-1}} + \frac{C_p}{n^p} \right]$$

wo $C_1, C_2 \ldots C_{p-1}$ Funktionen von ξ sind, und C_p eine Funktion von ξ und von n, die selbst für großes n begrenzt bleibt.

Hierfür erinnern wir uns, daß $I_n(\xi)$ bis auf einen konstanten Koeffizienten, der hier nicht zu intervenieren hat, gegeben ist durch die Formel:

$$I_n = i \xi^{-n} \int_{-\xi}^{\infty} e^{-X} (-X^2 - \xi^2)^n \, dX$$

Man sieht, daß es eine ganze Funktion von ξ ist; diese Funktion ist übrigens die Summe einer ungeraden und einer geraden Funktion; denn man hat:

$$I_n = i \xi^{-n} \left[\frac{1}{2} \left(\int_{-\xi}^{\infty} + \int_{\xi}^{\infty} \right) + \frac{1}{2} \int_{-\xi}^{\xi} \right]$$

Man sieht so, daß der Koeffizient von ξ^{-n} ist $i(-1)^n 2n!$ und daß derjenige von ξ^{n+1} gegeben ist durch die Formel:

$$\frac{1}{2} i \xi^{-n} \int_{-\xi}^{\xi} e^{-X} (-X^2 - \xi^2)^n \, dX = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} e^{i\xi x} (x^2 - 1)^n \xi^{n+1} \, dx$$

wo man ξ als sehr klein annimmt, was gibt:

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} (x^2 - 1)^n \, dx = \frac{1}{2} (-1)^n \, 2^{2n+1} \, \frac{\Gamma(n+1)^2}{\Gamma(2n+2)}$$

Die beiden Koeffizienten haben den approximativen Wert:

$$i(-1)^n \, 2^{2n} n^{2n} \sqrt{4\pi n} \, e^{-2n}$$

und

$$(-1)^n \, 2^{2n} \frac{n^{2n} e^{-2n} \sqrt{4\pi^2 n^2}}{(2n+1) \, 2^{2n} n^{2n} e^{-2n} \sqrt{4\pi n}} = (-1)^2 \frac{\sqrt{\pi n}}{2n}$$

Der zweite ist also viel kleiner als der erste, so daß die Ausdrücke, welche gleiche Parität wie ξ^{n+1} haben, nicht die Diskussion beeinflussen. Wir werden haben:

$$I_n(\xi) = i(-1)^n \, 2n! \, \xi^{-n} \left[1 + \sum A_{2q} \left(\frac{\xi}{n} \right)^{2q} \right]$$
$$+ \frac{1}{2} (-1)^n \, 2^{2n+1} \frac{\Gamma(n+1)^2}{\Gamma(2n+2)} \xi^{n+1} \left[1 + \sum B_{2q} \left(\frac{\xi}{n} \right)^{2q} \right]$$

wo A_{2q} und B_{2q} Koeffizienten sind, die nach den negativen Werten von n entwickelbar sind. Das genügt, um leicht zu der Formel zu gelangen, welche wir im Auge haben.

Nach diesen Feststellungen über Formel (3) haben wir:

$$\sum \alpha_n \frac{I_n'(\omega D)}{I_n'(\omega \varrho)} = \sum \alpha_n \left(\frac{\varrho}{D} \right)^{n+1} + A_1 (\varrho - D) \sum \frac{\alpha_n}{n} \left(\frac{\varrho}{D} \right)^{n+1} + \ldots$$
$$\ldots + A_{p-1} (\varrho - D) \sum \frac{\alpha_n}{n^{p-1}} \left(\frac{\varrho}{D} \right)^{n+1} + (\varrho - D) \sum \frac{\alpha_n C}{n^p} \left(\frac{\varrho}{D} \right)^{n+1}$$

Wenn wir annehmen, daß die Reihen $\sum \frac{\alpha^n}{n^q} \left(\frac{\varrho}{D} \right)^{n+1}$ $(q = 1, 2, \ldots, p-1)$ gegen eine endliche Grenze für $\varrho = D$ tendieren, und daß die Reihe $\sum \frac{\alpha_n}{n^p}$ und folglich auch die Reihe $\sum \frac{\alpha_n C}{n^p}$ absolut konvergent sei, so tendieren alle Ausdrücke des zweiten Gliedes der

vorhergehenden Beziehung gegen 0 für $\varrho = D$, mit Ausnahme des ersten, und es bleibt:

$$\lim \sum \alpha_n \frac{I_n'(\omega D)}{I_n'(\omega \varrho)} = \lim \sum \alpha_n \left(\frac{\varrho}{D}\right)^{n+1}$$

Nun ist es leicht zu konstatieren, daß diese Bedingungen erfüllt sind für die Reihe, die uns beschäftigt; in der Tat findet man, daß man schreiben kann:

$$\alpha_n = P_n \left[\frac{A_0}{n^k} + \frac{A_1}{n^{k+1}} + \ldots + \frac{A_p}{n^{k+p}} \right]$$

wo $A_0, A_1, \ldots, A_{p-1}$ unabhängig von n sind, A_p abhängig von n aber doch endlich bleibt für n gleich unendlich; hieraus ziehen wir eine erste Konsequenz.

Wir finden:

$$\frac{d \mu D^2}{d D} = \sum \frac{-i n (n+1)(2n+1)}{4 \pi \omega \varrho^2} \frac{I_n'(\omega D)}{(I_n' \omega \varrho)} P_n \tag{4}$$

Da die vorhergehenden Erwägungen auf diese neue Reihe anwendbar sind, so haben wir:

$$\lim \frac{d \mu D^2}{d D} \text{ (für } \varrho = D) = \lim \sum \frac{-i n (n+1)(2n+1)}{4 \pi \omega \varrho^2} \left(\frac{\varrho}{D}\right)^{n+1} P_n$$

was, bis auf den Faktor $\dfrac{-i}{4 \pi \omega D^2}$ sich schreiben läßt:

$$\sum n (n+1)(2n+1) P_n \left(\frac{\varrho}{D}\right)^n.$$

Nun ist:

$$\sum P_n \left(\frac{\varrho}{D}\right)^n = \frac{1}{r} = (\varrho^2 + D^2 - 2 D \varrho \cos \varphi)^{-\frac{1}{2}}$$

woraus

$$\sum n (n+1)(2n+1) P_n \left(\frac{\varrho}{D}\right)^n = \frac{d^3 \frac{1}{r}}{d D^2 d \varrho} - \frac{d^3 \frac{1}{r}}{d D d \varrho^2}$$

Eine direkte Rechnung zeigt uns nun, daß das zweite Glied dieser Gleichung verschwindet für $\varrho = D$; wenn also D gegen ϱ tendiert, so tendiert die Derivierte von μD^2 mit Bezug auf D gegen Null.

§ 8. Untersuchung der meromorphen Funktion $\frac{I_n}{I_n'}$.

Um die vorhergehenden Resultate zu benutzen, ist es wichtig, sich Rechenschaft zu geben von der Art wie sich die divergierende Reihe

$$4 i \pi \omega^2 D^2 \varrho^2 \mu = \sum n(n+1)(2n+1) \frac{I_n(\omega D)}{I_n'(\omega D)} P_n$$

verhält, und zu dem Zwecke muß man zuerst untersuchen, wie sich die Beziehung $\frac{I_n}{I_n'}$ für sehr großes n selbst mit Bezug auf ωD verhält.

Betrachten wir die Entwickelung von $I_n(\xi)$ nach Potenzen von ξ, d. h.:

$$I_n = \xi^{-n}\left[1 + \frac{\xi^2}{4n - 1 \cdot 2} + \frac{\xi^4}{(4n - 1 \cdot 2)(8n - 3 \cdot 4)} + \right.$$
$$\left. + \frac{\xi^6}{(4n - 1 \cdot 2)(8n - 3 \cdot 4)(12n - 5 \cdot 6)} + \ldots\right]$$

Die ersten Glieder dieser Entwickelung geben uns einen Näherungswert von I_n für sehr großes n. Man sieht so, daß $\xi^n I_n$, vom asymptotischen Gesichtspunkte, sich entwickeln kann nach den Potenzen von $\frac{\xi^2}{n}$ und $\frac{1}{n}$; wenn wir schreiben:

$$I_n \xi^n = 1 + \sum C_K \left(\frac{\xi^2}{n}\right)^K$$

wo C_K nach Potenzen von $\frac{1}{n}$ entwickelbar ist, so wird:

$$\frac{I_n}{I_n} = -\frac{\xi}{n}\left[\frac{1 + \sum C_K \left(\frac{\xi^2}{n}\right)^K}{1 + \sum C_K \left(\frac{\xi^2}{n}\right)^K - 2\sum \frac{K}{n} C_K \left(\frac{\xi^2}{n}\right)^K}\right]$$

Wenn wir uns auf die ersten Glieder der Entwickelung beschränken, so werden wir finden:

$$-\frac{I_n}{I_n'}\frac{n}{\xi} = 1 + 2C_1 \frac{\xi^2}{n^2} + 4C_2 \frac{\xi^4}{n^3} + 6C_3 \frac{\xi^6}{n^4} - 2C_1^2 \frac{\xi^4}{n^3} -$$
$$- 6C_1 C_2 \frac{\xi^6}{n^4} + 2C_1^3 \frac{\xi^6}{n^4} + 4C_1^2 \frac{\xi^4}{n^4}$$

Nun ist:

$$C_1 = \frac{1}{4 - \frac{2}{n}} = \frac{1}{4}\left(1 + \frac{1}{2n} + \frac{1}{4n^2}\right), \qquad C_1^2 = \frac{1}{16}\left(1 + \frac{1}{n}\right),$$

$$C_1^3 = \frac{1}{64},$$

$$C_2 = \frac{1}{\left(4 - \frac{2}{n}\right)\left(8 - \frac{12}{n}\right)} = \frac{1}{32}\left(1 + \frac{1}{2n}\right)\left(1 + \frac{3}{2n}\right) = \frac{1}{32}\left(1 + \frac{2}{n}\right),$$

$$C_1 C_2 = \frac{1}{128}, \qquad C_3 = \frac{1}{384}$$

woraus:

$$-\frac{I_n}{I_n'}\,\frac{n}{\xi} = 1 + \xi^2\left(\frac{1}{2n^2} + \frac{1}{4n^3} + \frac{1}{8n^4}\right) + \xi^4\left(\frac{3}{8n^4}\right) + \dots$$

Wir haben also für sehr großes n die Näherungsformel:

$$n(n+1)(2n+1)\frac{I_n}{I_n'} = -\xi(n+1)(2n+1) - \frac{\xi^3}{2}$$

bis auf Ausdrücke, die mit $\frac{1}{n}$ verschwinden. Diese Formel ist anwendbar, da der reelle Teil von n positiv und sehr groß ist, und da folglich die Ausdrücke in ξ^{-n}, ξ^{-n+1} usw. für die kleinen Werte von ξ sehr groß sind mit Bezug auf die Ausdrücke in ξ^{n+1}, ξ^{n+2} usw. Wenn im Gegenteil der reelle Teil von n negativ und sehr groß ist, so tritt das Umgekehrte ein, und es sind die Ausdrücke in ξ^{n+1} usw., die sehr groß sein werden mit Bezug auf die Ausdrücke in ξ^{-n} usw.

Diese Formel zeigt uns jedoch, daß:

$\lim \frac{I_n}{I_n'} = 0$ ist für den reellen Teil von positivem und sehr großem n;

und da $\frac{I_n}{I_n'}$ sich nicht ändert, wenn man n in $-n-1$ ändert, so ist ebenso:

$\lim \frac{I_n}{I_n'} = 0$ für den reellen Teil von negativem und sehr großem n.

Ich möchte jetzt näher studieren den Ausdruck:

$$R(n) = n(n+1)(2n+1)\frac{I_n}{I_n'}$$

der eine meromorphe Funktion von n ist, und im besonderen untersuchen, wie die unendlichen Größen dieser Funktion verteilt sind, besonders diejenigen, für welche n sehr groß ist. Wir haben:

$$I_n = C\int \xi^{n+1} e^{i\xi x}(x^2-1)^n\,dx$$

wo C ein konstanter Koeffizient ist, unabhängig von ξ und von x, aber abhängig von n; das Integral ist genommen von Unendlich bis Unendlich, aber enthaltend den besonderen Punkt -1. Wir müssen uns besonders beschäftigen mit den Koeffizienten der Ausdrücke in ξ^{-n} und ξ^{n+1}, die ich A_n und B_n nennen werde; man findet:

$$A_n = e^{(2n+1)i\frac{\pi}{2}}(e^{4ni\pi}-1)\,\Gamma(2n+1)\,C$$

$$B_n = (e^{4ni\pi}-e^{2ni\pi})\,e^{ni\pi}\,\frac{\Gamma(n+1)\sqrt{\pi}}{\Gamma\left(n+\frac{3}{2}\right)}\,C$$

Es ist leicht zu verifizieren, wenn man mit $\frac{A_n'}{B_n'}$ das bezeichnet, was aus der Beziehung $\frac{A_n}{B_n}$ wird, falls man n im $-n-1$ ändert, daß man dann passend hat:

$$\frac{A_n}{B_n}\,\frac{A_n'}{B_n'} = 1$$

Wie dem auch sei, wir können schreiben:

$$I_n = C(K_n + L_n)$$

wo CK_n darstellt die Gesamtheit von Ausdrücken der Entwickelung von I_n nach Potenzen von ξ, die von dem Grade $-n$, $-n+1$, $-n+2$ usw. sind, während CL_n die Gesamtheit der anderen Ausdrücke darstellt, d. h. diejenigen vom Grade $n+1$, $n+2$, $n+3$ usw. Wenn n sehr groß ist, reduziert sich K_n merklich auf das erste Glied $A_n\xi^{-n}$, und L_n auf das erste Glied $B_n\xi^{n+1}$; wir können also schreiben:

$$I_n = C(A_n\xi^{-n} + B_n\xi^{n+1})$$

und

$$\frac{I_n}{I_n'} = \frac{A_n\xi^{-n} + B_n\xi^{n+1}}{-nA_n\xi^{-n-1} + (n+1)B_n\xi^n}$$

Wenn der reelle Teil von n positiv oder negativ und sehr groß ist, so wird der eine der Ausdrücke des Zählers (wie des Nenners) sehr den anderen überwiegen. Wenn der imaginäre Teil von n sehr groß ist, ohne daß der reelle Teil es ist, so werden diese beiden Ausdrücke vergleichbar, und es wird eintreten können, daß der Nenner zu Null wird. Man wird also die Wurzeln des Nenners erhalten, indem man schreibt:

$$\xi^{2n+1} = \frac{A_n}{B_n} \frac{n}{n+1}$$

oder:

$$\xi^{2n+1} = \frac{A_n}{B_n} = \frac{2^{2n} i}{\pi e^{2i\pi n}} \Gamma\left(n + \frac{1}{2}\right) \Gamma\left(n + \frac{3}{1}\right) (e^{2i\pi n} + 1)$$

oder, indem man die Eulerschen Funktionen durch ihre Näherungswerte ersetzt:

$$\xi^{2n+1} = 4 i \pi\, 2^{2n} e^{-2i\pi n} n^{2n} e^{-2n} 2\pi n$$

oder unter Berücksichtigung, daß das Argument von n zwischen $-\pi$ und $+\pi$ genommen sein soll (damit diese Näherungsformeln der Eulerschen Funktionen anwendbar seien) und folglich nahe an $\frac{\pi}{2}$:

$$(2n + 1) \log \xi = \log 8 i \pi^2 + 2n (\log 2 - 1 - 2 i \pi) + \\ + (2n + 1) \log n - 2 i K \pi$$

wo K eine ganze Zahl ist. Diese Formel ist für sehr große n merklich äquivalent:

$$n \log n = i K \pi$$

oder in noch gröberer Annäherung:

$$n = \frac{i K \pi}{\log K}$$

was uns zeigt, daß die unendlichen Größen unserer meromorphen Funktion etwas weniger „kondensiert“ sind als die ganzen Zahlen K, aber mehr als die Potenzen $K^{1+\varepsilon}$, wie klein auch ε sei.

Es ist von Interesse, den entsprechenden Rückstand kennen zu lernen. Wir setzen:

$$\Phi = \frac{B_n}{A_n} \xi^{2n+1}, \qquad \Phi_1 = \frac{B_n}{A_n} \frac{n+1}{n} \xi^{2n+1}$$

woraus

$$\frac{I_n}{I_n'} = \frac{\Phi + 1}{\Phi_1 - 1} \frac{\xi}{n}$$

der Rückstand wird sein:

$$\frac{\xi}{n} \frac{1 + \Phi}{\Phi_1} \frac{1}{\text{dér} \log \Phi_1}$$

die logarithmische Derivierte von Φ mit Bezug auf n. Als eine Wurzel muß man aber $\Phi = 1$ haben, und da n sehr groß ist, so ist merklich $\Phi = \Phi_1$; es bleibt also:

$$\frac{2\xi}{n} \quad \frac{1}{\text{dér} \log \Phi_1}$$

Man findet

$$\text{dér} \log \Phi_1 = -2 \log n$$

woraus

$$\text{Rückstand von } \frac{I_n}{I_n'} = -\frac{\xi}{n \log n} = \frac{i\xi}{K\pi}$$

Der Rückstand von $R(n)$ ist merklich $\frac{-2\xi n^2}{\log n}$

Das erlaubt uns Schlüsse zu ziehen bezüglich der Entwickelung der Funktion $R(n)$; man sieht, daß, indem $\frac{I_n}{I_n'}$ für sehr großes n verschwindet, es ebenso ist mit $n^{-3} R(n)$, und die Betrachtung der Verteilung der unendlichen Größen und des Rückstandes zeigt uns, daß man in der Ebene der n eine Serie von konzentrischen Kreisen konstruieren kann mit unbegrenzt wachsenden Radien, so daß $n^{-3} R(n)$, gleichförmig gegen Null auf diesen Kreisen tendiert, wenn der Radius der letzteren unbegrenzt wächst. Die Anwendung des Cauchyschen Satzes genügt dann, um zu zeigen, daß man hat:

$$n^{-3} R(n) = \frac{\alpha_1}{n} + \frac{\alpha_2}{n^2} + \frac{\alpha_3}{n^3} + \sum \frac{B_K}{(n - \varepsilon_K)\, \varepsilon^3_K}$$

wo die α Konstanten sind, die ε die verschiedenen unendlichen Werte von $n^{-3} R_n$ und die B_K die entsprechenden Rückstände von $R(n)$.

Ich habe noch eine Bemerkung zu machen bezüglich der Verteilung der unendlichen Größen. Nehmen wir an, ξ sei sehr groß; wenn n endlich ist, wird $\frac{I_n}{I_n'}$ merklich gleich i sein und wird nicht unendlich werden können. Alle unendlichen Größen werden also einen sehr großen Modulus haben. Wenn jetzt n sehr groß und reell positiv ist, so hat man annähernd:

$$\frac{I_n}{I_n} = \frac{i\xi}{\sqrt{n^2 - \xi^2}}$$

was zeigt, daß wir nur für $n = \xi$ etwas Unbegrenztes haben können; aber für n in der Nähe von ξ ist die vorhergehende Näherungsformel nicht mehr anwendbar. Die Schlußfolgerung bleibt bestehen, wenn mit dem reellen Teil von n positiv und sehr groß der imaginäre Teil begrenzt oder einfach sehr klein ist mit Bezug auf ξ.

Wenn der reelle Teil von n negativ und sehr groß ist, kann man, da sein imaginärer Teil begrenzt oder klein gegen ξ ist, auf den vorhergehenden Fall zurückkommen, indem man n in $-n-1$ ändert, was bekanntlich $\frac{I_n}{I_n'}$ nicht ändert.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß ausgenommen die Fälle wo $\frac{\xi}{n}$ in der Nähe von ± 1 liegt, alle unendlichen Größen ihren imaginären Teil sehr groß haben von der Ordnung ξ.

Um die Fälle zu behandeln, wo $\frac{n}{\xi}$ in der Nähe von ± 1 liegt, setzen wir $+1$, und um die entsprechenden Werte der unendlichen Größen zu suchen, d. h. der Nullwerte der Gleichung

$$I_n' = 0$$

muß man sich eines angenäherten Ausdruckes der Funktion I_n bedienen, gültig, wenn n sehr groß ist und in der Nähe von ξ liegt. Diesen Ausdruck kann man erhalten durch Verfahren, welche ich hier nicht auseinandersetzen kann, und ich beschränke mich darauf, das Resultat anzugeben:

$$F(t) = A_0\left(1 - \frac{t^3}{3\cdot 2} + \frac{t^6}{6\cdot 5\cdot 3\cdot 2} - \frac{t^9}{9\cdot 8\cdot 6\cdot 5\cdot 3\cdot 2} + \dots\right)$$
$$+ A_1\left(t - \frac{t^4}{4\cdot 3} + \frac{t^6}{7\cdot 6\cdot 4\cdot 3} - \frac{t^{10}}{10\cdot 9\cdot 7\cdot 6\cdot 4\cdot 3} + \dots\right)$$
$$A_0 = 3^{-\frac{1}{6}}\,\Gamma\left(\frac{1}{3}\right), \qquad A_1 = 3^{\frac{1}{6}}\,\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)$$

Die Funktion $F(t)$ wird die Gleichung befriedigen:

$$F''(t) + t\,F(t) + 0$$

man wird also haben:

$$I_n = C\left(\frac{\xi}{2}\right)^{-\frac{1}{3}} F\left(t\,e^{\frac{4i\pi}{3}}\right)$$

wo C ein konstanter Faktor ist.

Indem wir setzen:

$t = \varepsilon^2\left(\frac{\xi}{2}\right)^{\frac{2}{3}}$, $\quad n = \xi\cos\varepsilon$ (wenn man sich erinnert, daß ξ sehr groß ist)

werden dann die Nullwerte von I_n' merklich gegeben sein durch die Gleichung:

$$F'(t e^{\frac{4 i \pi}{3}}) = 0$$

Wenn $t = t_0$ die kleinste Wurzel dieser Gleichung ist, so wird man wie im § 12 setzen:

$$t = \varepsilon^2 \left(\frac{\xi}{2}\right)^{\frac{2}{3}}, \qquad n = \xi \cos \varepsilon = \xi - \xi \frac{\varepsilon^2}{2}$$

Es wird also für diejenige der unendlichen Größen von $R(n)$, deren imaginärer Teil der kleinste in absolutem Wert ist:

$$n = \xi - t_0 \left(\frac{\xi}{2}\right)^{\frac{1}{3}}$$

was zeigt, daß der imaginäre Teil dieser unendlichen Größen sehr groß von der Ordnung $\xi^{\frac{1}{3}}$ ist.

§ 9. **Summation der verschiedenen Reihen.**

Wir betrachten nun verschiedene Reihen von der Form:

$$\sum_{n=0}^{n=\infty} R(n) \, P_n(\cos \varphi)$$

wo $R(n)$ eine rationelle oder meromorphe Funktion von n ist. Unter diesen Reihen wird es solche geben, die divergent sind; nach Definition und durch Anwendung der Sätze von § 7 wird die Summe dieser Reihen die Grenze sein, gegen welche tendiert die Reihe:

$$\sum R(n) \varrho^n P_n$$

wenn ϱ, zuerst kleiner als 1, gegen 1 tendiert. Diese Grenze wird existieren in den Fällen, die wir zu behandeln haben.

Wir gehen aus von der Identität:

$$\frac{-2 i \pi}{e^{i x(\varphi - 2\pi)} - e^{i \pi \varphi}} = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{e^{i n \varphi}}{n + x} \tag{1}$$

Man kann diese Identität zeigen, sei es indem wir das erste Glied nach der Fourierschen Formel entwickeln, sei es indem wir dieses erste Glied als eine meromorphe Funktion von x betrachten, die in einfache Elemente zerlegbar ist, sei es auf noch andere Weise.

Diese Identität setzt jedoch voraus, daß φ zwischen 0 und 2π liegt. Es sei jetzt

$$f(z) = \sum A_n z^n$$

eine Funktion von z, holomorph im Inneren des Kreises vom Radius 1. Man wird nach dem Cauchyschen Satz haben:

(2) $$2 i \pi A_n = \int f(z) z^{-n-1} dz, \qquad 0 = \int f(z) z^n dz \qquad (n \geqq 0)$$

wenn das Integral genommen ist längs einem Kreise vom Radius $1 - \varepsilon$.

Es sei:

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n}{x - n - 1}$$

Es wird nach den Formeln (2)

(3) $$2 i \pi U = \int f(z) \sum_{n=\infty}^{+\infty} \frac{z^n}{n + x} dz$$

Aber wenn wir $z = e^{i\psi}$ machen, so wird gemäß Identität der Gleichung (1)

(4) $$\sum \frac{z^n}{n + x} = \frac{-2 i \pi}{e^{ix(\psi - 2x)} e^{ix\psi}}$$

woraus

(5) $$U = \lambda(x) \int f(z) z^{-x} dz$$

mit

(6) $$\lambda(x) = \frac{e^{2ix\pi}}{e^{2ix\pi} - 1}$$

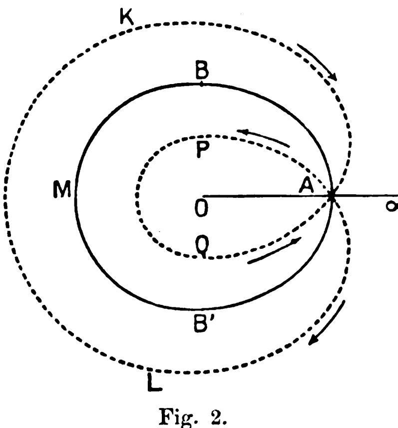


Fig. 2.

Der Integrationsweg ist in Fig. 2 dargestellt.

O ist der Ausgangspunkt in der Ebene der z, A ist der Punkt 1; $ABMB'$ ist der Kreis vom Radius 1; OA ist ein geradliniger Schnitt. Der Integrationsweg soll ein wenig gegen den Kreis ABB' differieren, da wir in unseren Formeln $z = e^{i\psi}$ gemacht haben; er soll innerhalb dieses Kreises liegen, damit die Funktion $f(z)$ holomorph bleibe; er muß ausgehen vom Punkte A, um wieder in A zu endigen, da ψ zwischen O und 2π bleiben muß, damit Formel (1) anwendbar bleibt. Der Wert von z^{-x} im Anfangspunkt A ist 1 und im Endpunkt A wird er $e^{-2i\pi x}$ sein. Der Integrationsweg wird also der Weg $APQA$, durchlaufen im Sinne des Pfeiles, sein.

Wir werden einen Näherungswert von U für sehr großes x suchen, und hierfür benutzen wir die Sätze von § 8. Wenn der imaginäre Teil von x positiv und sehr groß ist, ist $\lambda(x)$ merklich gleich $-e^{2ix\pi}$; die einzigen bemerkbaren Elemente des Integrals sind die-

jenigen in der Nachbarschaft des Endpunktes A, so daß wir für das Integral finden:

$$f(1)\frac{e^{2i\pi(1-x)}}{1-x} = \frac{f(1)\,e^{-2ix\pi}}{1-x}$$

und

$$U = -\frac{f(1)}{1-x}$$

Wenn der imaginäre Teil von x negativ und sehr groß ist, ist $\lambda(x)$ merklich gleich 1; die einzigen wahrnehmbaren Elemente des Integrals sind diejenigen in der Nachbarschaft des Anfangspunktes A, so daß wir für das Integral finden:

$$f(1)\frac{-1}{1-x}$$

und noch:

$$U = -\frac{f(1)}{1-x}$$

Man kann z. B. nehmen:

$$f(z) = \sum z^n e^{i\varphi n} = \frac{1}{1-z\,e^{i\varphi}}$$

woraus

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{in\varphi}}{x-n-1} = \frac{1}{x-1}\,\frac{1}{1-e^{i\varphi}}$$

aber dies ist nicht die Anwendung, die wir im Auge haben; wir werden nehmen:

$$f(z) = \sum P_n z^n = \frac{1}{\sqrt{1-2z\cos\varphi+z}} \tag{7}$$

und entnehmen daraus:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{P_n}{x-n-1} = \frac{1}{2(x-1)\sin\frac{\varphi}{2}} \tag{8}$$

Dies ist eine erste Summation einer Reihe von der Form $\sum R(n)P_n$; wie wir sehen werden, sind aber so die Resultate sehr verschieden, wenn die rationelle Funktion $R(n)$ die Eigenschaft hat:

$$R(n) = -R(-n-1)$$

Als erstes Beispiel nehmen wir:

$$R(n) = \frac{1}{x-n-1} + \frac{1}{-x-n}$$

Wir haben zuerst gefunden:

$$\sum \frac{P_n}{x - n - 1} = \lambda(x) \int f(z) z^{-x} dz \tag{9}$$

wo $f(z)$ die Funktion (7) ist. Indem wir in dieser Formel x in $1 - x$ ändern, finden wir:

$$\sum \frac{P_n}{-x - n} = \lambda(1 - x) \int f(z) z^{x-1} dz \tag{10}$$

Wir transformieren dieses Integral, indem wir $z = \frac{1}{u}$ setzen; es wird:

$$-\int f\left(\frac{1}{u}\right) u^{1-x} \frac{du}{u^2}$$

Wenn z den Weg $APQA$ im Sinne des Pfeiles beschreibt, wird u den Weg $ALKA$ im Sinne des Pfeiles beschreiben; der Anfangswert von u^{-x} wird 1 sein und der Endwert $e^{2i\pi x}$. Es ist aber:

$$\lambda(1 - x) = -e^{-2i\pi x} \lambda(x)$$

wir können aber die Formel (10) transformieren und schreiben:

$$\sum \frac{P_n}{-x - n} = \tag{11}$$
$$-\lambda(x) e^{-2i\pi x} \int f(z) z^{x-1} dz = \lambda(x) e^{-2i\pi x} \int f\left(\frac{1}{u}\right) u^{1-x} \frac{du}{u^2}$$

Es kann aber $e^{-2i\pi x} u^{-x}$ angesehen werden als eine andere Determination von u^{-x}, nämlich diejenige, welche, anstatt 1 als Anfangswert und $e^{2i\pi x}$ als Endwert zu haben, $e^{-2i\pi x}$ als Anfangswert und 1 als Endwert hat. Wir können also schreiben:

$$\sum \frac{P_n}{-x - n} = \lambda(x) \int f\left(\frac{1}{u}\right) u^{1-x} \frac{du}{u^2}$$

Die Integration ist längs $ALKA$ genommen mit dem Anfangswert $e^{-2i\pi x}$ für u^{-x}. Es ist aber $f\left(\frac{1}{u}\right) = u f(u)$ was gibt:

$$\sum \frac{P_n}{-x - n} = \lambda(x) \int f(u) u^{-x} du \tag{12}$$

Wenn man beachtet, daß der Anfangswert von z^{-x} in (9) gleich ist dem Endwert von u^{-x} in (12) und vice versa, so sieht man, daß es möglich ist, die beiden Integrale zu vereinigen.

Um $\sum R(n) P_n$ zu berechnen, haben wir nur die beiden Formeln (9) und (12) hinzuzufügen, nachdem wir in der letzteren u durch z ersetzt haben, was eine einfache Bezeichnungsänderung ist: man findet also:

$$\sum R(n) P_n = \lambda(x) \int f(z) z^{-x} dz \tag{13}$$

Das Integral ist längs der geschlossenen Linie $APQALKA$ genommen, wo der Anfangs- und Endwert von z^{-x} gleich 1 ist. Man wird bemerken, daß, wenn man die Schnitte $OA\infty$ und BMB' macht, letzterer von $B = e^{i\varphi}$ bis $B' = e^{i(2\pi - \varphi)}$, die beiden Funktionen $f(z)$ und z^{-x} gleichförmig werden, und daß unser Integrationsumriß diese Schnitte nicht schneidet. Wir können folglich diesen Umriß kontinuierlich ändern, vorausgesetzt, daß der Umriß geschlossen bleibt, den Schnitt BMB' umgibt und den Schnitt $OA\infty$ außerhalb läßt. Wir können beispielsweise einen Umriß nehmen, der einem der Ränder des Schnitts $B'MB$ der inneren Seite folgt von B nach B' und zurück von B' nach B längs dem anderen Rand desselben Schnittes; was wir noch schreiben können:

$$\sum R(n) P_n = 2\lambda(x) \int_B^{B'} f(z) z^{-x} dz \tag{14}$$

mit der erwähnten Bedingung, daß das Integral längs des Schnittes auf dem inneren Rand genommen sein soll.

Wir versuchen jetzt das Integral (14) approximativ auszuwerten. Zwei Fälle sind zu unterscheiden:

Wenn der imaginäre Teil von x positiv und sehr groß ist, so wird man haben:

$$\lambda(x) = -e^{2ix\pi}$$

und die einzigen bemerkbaren Elemente des Integrals werden diejenigen in der Nachbarschaft des Punktes B' sein; man wird dann haben:

$$\sum R P_n = -2e^{2ix\pi} \int^{2\pi - \varphi} \frac{i e^{i(-x)\psi} d\psi}{\sqrt{i(\varphi + \psi - 2\pi)(e^{-2i\varphi} - 1)}}$$

Wir können im Zähler die Exponentialgröße $e^{i(1-x)\psi}$ ersetzen durch:

$$e^{i(2\pi - \varphi - x\psi)} = e^{-i\varphi} e^{-ix\psi}$$

und man findet, bis auf einen numerischen Faktor:

$$\frac{e^{-i\varphi}}{\sqrt{e^{-2i\varphi} - 1}} \frac{1}{\sqrt{x}} e^{-ix(2\pi - \varphi)}$$

woraus:

$$\sum R P_n = K \frac{e^{ix\varphi}}{\sqrt{(1 - e^{2i\varphi}) x}}$$ (wo K ein numerischer Faktor ist).

Man bemerkt, daß, wenn der imaginäre Teil von x positiv ist, der Ausdruck $e^{ix\varphi}$ sehr klein ist.

Angenommen der imaginäre Teil von x sei jetzt negativ und sehr groß, dann wird man haben:

$$\lambda(x) = 1$$

und die einzigen bemerkbaren Integralelemente werden diejenigen in der Nachbarschaft von B sein; man wird also haben:

$$\sum R P_n = 2 \int_{\varphi}^{\infty} \frac{i e^{i(1-x)\psi} d\psi}{\sqrt{i(\psi - \varphi)(e^{2i\psi} - 1)}}$$

Man kann ersetzen $e^{i(1-x)\psi}$ durch $e^{i\varphi} e^{-ix\psi}$, was, bis auf einen numerischen Faktor, gibt:

$$\frac{e^{i\varphi}}{\sqrt{e^{2i\varphi} - 1}} \frac{1}{\sqrt{x}} e^{-ix\varphi}$$

Man hat also:

$$\sum R P_n = K' \frac{e^{-ix\varphi}}{\sqrt{(1 - e^{-2i\varphi}) x}}$$

Hier ist noch, da der imaginäre Teil von x negativ ist, der Exponentialausdruck $e^{-ix\varphi}$ sehr klein.

Man sieht also, daß die beiden Teile der Summe

$$\sum \frac{P_n}{x - n - 1}, \qquad \sum \frac{P_n}{-x - n}$$

sich fast genau kompensieren.

Wir setzen jetzt:

$$R(n) = (2n + 1)^p$$

Wir haben:

$$\frac{1}{\sqrt{\varrho^2 - 2\varrho D \cos\varphi + D^2}} = \sum \frac{\varrho^n}{D^{n+1}} P_n = S$$

die Formel gültig für $\varrho < D$.

Wir führen ein das Rechnungssymbol:

$$\Delta S = \varrho \frac{dS}{d\varrho} - D \frac{dS}{dD}$$

Wir werden sukzessive finden:

$$\varDelta S = \sum (2n+1) \frac{\varrho^n}{D^{n+1}} P_n, \qquad \varDelta^2 S = \sum (2n+1)^2 \frac{\varrho^n}{D^{n+1}} P_n$$

und allgemein:

$$\varDelta^p S = \sum (2n+1)^p \frac{\varrho^n}{D^{n+1}} P_n$$

Wenn man ϱ und D permutiert, ändert sich die Funktion S nicht, das Symbol $\varDelta$ ändert sich in $-\varDelta$, und $\varDelta^p S$ in:

$$(-1)^p \varDelta^p S$$

Wenn also p ungerade ist und wenn man $D = \varrho$ macht, wird man haben:

$$\varDelta^p S = 0$$

Wir haben:

$$\varDelta^p S = \sum (2n+1)^p \frac{\varrho^n}{D^{n+1}} P_n$$

in der Annahme, daß $\varrho < D$; machen wir $D = 1$ und lassen ϱ gegen D tendieren, so wird das erste Glied gegen Null tendieren, das zweite Glied gegen eine Grenze, die gemäß Definition sein wird die Summe der divergenten Reihe:

$$\sum (2n+1)^p P_n$$

Man wird also haben, für p ungerade,

$$\sum (2n+1)^p P_n = 0$$

Hieraus schließen wir, daß

$$\sum R(n) P_n = 0$$

wenn $R(n)$ ein ganzes Polynom ist, so daß

$$R(n) = -R(-n-1)$$

§ 10. **Schlussfolgerung.**

Wir wenden jetzt diese Sätze auf unser Problem an. Wir haben gefunden:

$$\mu = \frac{-i}{4\pi\omega^2 D^2 \varrho^2} \sum n(n+1)(2n+1) \frac{I_n(\omega D)}{I'_n(\omega\varrho)} P_n \tag{1}$$

Wir haben in § 7 gesehen, daß die Grenze dieses Ausdruckes, für $\varrho = D$, ist:

$$\mu = \frac{-i}{4\pi\omega^2 D^4} \sum R(n) P_n \tag{2}$$

wo

$$R(n) = n(n+1)(2n+1)\frac{I_n(\omega D)}{I'_n(\omega D)}$$

wobei die Summe der divergenten Reihe (2) definiert ist gemäß § 7 u. 9.

Wir haben dann gesehen, daß $R(n)$ eine meromorphe Funktion von n ist, die der Bedingung genügt:

$$R(n) = -R(-n-1)$$

Wir haben dann gesehen, daß diese meromorphe Funktion in einfache Elemente zerlegt werden kann. Es sei ε_k eine der unendlichen Größen von $R(n)$, und B_k der entsprechende Rückstand; die Reihe:

$$\sum \frac{B_k n^3}{\varepsilon^3_k (n - \varepsilon_k)} \tag{3}$$

ist konvergent und ihre Summe unterscheidet sich von $R(n)$ nur durch ein Polynom zweiten Grades.

Wir unterscheiden unter den unendlichen Größen ε_k diejenigen, deren imaginärer Teil positiv ist; außerdem werden wir die unendlichen Größen $-1-\varepsilon_k$ haben, deren imaginärer Teil negativ ist, und der entsprechende Rückstand ist $+B_k$; man kann also die Reihe (3) in zwei Teile teilen,

$$\sum \frac{B_k n^3}{\varepsilon^3_k (n - \varepsilon_k)}, \qquad \sum \frac{B_k n^3}{(1+\varepsilon_k)^3 (n+1+\varepsilon_k)} \tag{4}$$

indem wir den ε_k nur die Werte geben, deren reeler Teil positiv ist.

Vergleichen wir die zweite Reihe (4) mit der folgenden:

$$-\sum \frac{B_k (n+1)^3}{\varepsilon^3_k (n+1+\varepsilon_k)}$$

so konstatieren wir, daß diese beiden Reihen konvergieren, und daß ihre Differenz ein Polynom zweiten Grades in n ist. Das erlaubt zu schreiben:

$$R(n) = \prod(n) + \sum Q_k(n) \tag{5}$$

mit

$$Q_k(n) = \frac{B_k n^3}{\varepsilon^3_k (n - \varepsilon_k)} - \frac{B_k (n+1)^3}{\varepsilon^3_k (n+1+\varepsilon_k)}$$

Man hat außerdem:

$$\prod(n) = -\prod(-n-1), \tag{6}$$

$$Q_k(n) = -Q_k(-n-1) \tag{7}$$

Wir werden so dazu geführt, die doppelte Summe zu betrachten:

(8) $$\sum_n \prod (n) P_n + \sum_n \sum_k Q_k (n) P_n$$

Wir bemerken, daß nach § 9 und Relation (6) man haben wird:

$$\sum \prod (n) P_n = 0$$

Andererseits ist:

$$Q_k (n) = \tilde{\omega}_k (n) + B_k \left[\frac{1}{n - \varepsilon_k} + \frac{1}{n + 1 + \varepsilon_k} \right]$$

wo $\tilde{\omega}_k$ ein Polynom zweiten Grades ist, so daß:

$$\tilde{\omega}_k (n) = - \tilde{\omega}_k (- n - 1)$$

was gibt

$$\sum \tilde{\omega}_k (n) P_n = 0$$

$$\sum_n Q_k (n) P_n = B_k \sum \left[\frac{1}{n - \varepsilon_k} + \frac{1}{n + 1 + \varepsilon_k} \right] P_n$$

Die Summe, welche hier im zweiten Glied figuriert, ist diejenige, welche wir in § 9 ausgewertet haben.

Da der imaginäre Teil von $- \varepsilon_k$ negativ ist, so ist er gleich:

$$K' \frac{e^{i \varepsilon_k \varphi}}{\sqrt{\varepsilon_k (1 - e^{-2 i \varphi})}}$$

wo K' ein numerischer Faktor ist. Die Summe (8) nimmt so die Form an:

(9) $$K' \sum_k \frac{B_k e^{i \varepsilon_k \varphi}}{\sqrt{\varepsilon_k (1 - e^{-2 i \varphi})}}$$

Wir wissen, daß die Reihe $\sum \frac{B_k}{{\varepsilon_k}^3}$ absolut konvergiert; aber die Exponentialgrößen $e^{i \varepsilon k \varphi}$ nehmen viel schneller ab als die Faktoren $\frac{1}{{\varepsilon_k}^3}$; wir sind also sicher, daß die Reihe (9) konvergiert, und man kann sich leicht vergewissern, daß ihre Summe ganz dieselbe ist wie diejenige der Reihe (8). Die Ausdrücke der Reihe (9) nehmen sogar so rapide ab, daß man die Reihe auf ihr erstes Glied reduzieren und schreiben kann:

(10) $$\mu - \frac{K''}{\omega^2 D^4} \frac{B_1 e^{i \varepsilon_1 \varphi}}{\sqrt{\varepsilon_1 (1 - e^{-2 i \varphi})}}$$

wo K'' ein neuer numerischer Faktor ist.

Was ist jetzt ε_1? Die Schlußbemerkung des § 8 erlaubt uns darüber Rechenschaft zu geben; man hat

$$\varepsilon_1 = \omega D - t_0 \left(\frac{\omega D}{2}\right)^{\frac{1}{3}}$$

wo t_0 die kleinste Wurzel ist der Gleichung:

$$F'(t e^{\frac{4 i \pi}{3}}) = 0$$

So wird der Ausdruck von μ einen Faktor $e^{i \varepsilon_1 \varphi}$ enthalten, der sehr rapide kleiner wird, wenn φ größer wird d. h. je mehr man sich von dem Ausgangspunkt entfernen wird; sein Modulus ist in der Tat gleich

$$e^{-h\varphi}$$

wo h der imaginäre Teil von ε_1 ist; nun ist dieser imaginärer Teil von der Form:

$$m (\omega D)^{\frac{1}{3}}$$

wo m ein numerischer Faktor ist, oder wenn wir $D = 1$ nehmen, von der Form:

$$m \omega^{\frac{1}{3}}$$

Wenn φ größer wird, d. h. wenn man sich vom Ausgangspunkt entfernt, so variiert die Amplitude der Schwingungen merklich wie die Exponentialgröße

$$e^{-m \omega^{\frac{1}{3}} \varphi}$$

Das stellt unsere Schlußfolgerung dar. Da ω sehr groß ist, ist auch $\omega^{\frac{1}{3}}$ sehr groß, so daß diese Abnahme sehr rapide geschieht, wenn auch weniger rapide, als wenn der Exponent von der Form $-m \omega \varphi$ wäre.

Erlaubt nun diese Schlußfolgerung beobachtbare Phänomen zu erklären? Um sich darüber Rechenschaft zu geben, ist es zunächst angemessen, auf die Bemerkung des § 1 zurückzugreifen, nach welcher die Hertzschen Wellen ein kontinuierliches Spektrum besitzen, wo die Komponenten, die den nicht sehr großen Werten von ω entsprechen, nicht zu vernachlässigen sind. Ist diese Erklärung ausreichend? Man darf daran zweifeln. Numerische Berechnungen und präzise Experimente werden allein gestatten, die Frage zu entscheiden.

Vielleicht wird man gezwungen sein, auf eine andere Hypothese zurückzukommen, die schon oft in Vorschlag gebracht wurde, und



nach welcher die obersten Schichten der Atmosphäre, die durch Ionisation leitend geworden, die elektrischen Wellen reflektieren würden. Eine Stütze dieser Anschauung ist der konstatierte große Unterschied zwischen der Übertragung (Reichweite) bei Nacht und bei Tage. Es ist in der Tat möglich daß, wenn die Ionisationsbedingungen nicht die gleichen bei Nacht und bei Tage sind, der Übergang von den nichtleitenden zu den leitenden Schichten viel brüsker geschieht während der Nacht, so daß die Reflexion möglich gemacht wird.

Unsere Schlußfolgerung entspricht genau derjenigen, welche ich in meinen Vorlesungen an der École supérieure de Télégraphie vorgetragen habe[1]); sie steht dagegen im Widerspruch mit einer Formel, welche ich in den „Comptes Rendus" (März 1909) angegeben habe, die ich seitdem durch anderweitige Veröffentlichungen rektifizierte.

(Nach dem Französischen von G. Eichhorn.)

1) Vgl. La Lum. él. (2) Tome 4, 327.

(Eingesandt 15. Januar 1910.)

Der Äther[1]).

Von **Norman Campbell.**

§ 1. Die Stellung, die der Begriff „Äther" in der modernen Physik einnimmt, ist anormal und unbefriedigend. Nach den Arbeiten einiger Autoren könnte es scheinen, als wenn zu keiner anderen Zeit

1) Jeder Physiker hat gelegentlich das Bedürfnis und die Pflicht, die Grundlage seiner Wissenschaft erkenntnistheoretisch zu prüfen, auch wird es keiner besonderen Rechtfertigung bedürfen, daß wir von Zeit zu Zeit im Jahrbuch eine philosophische Arbeit über das notwendige Requisit unseres Arbeitsgebiets den „Weltäther" bringen. Indem ich diese Studie von Prof. Campbell ins Deutsche übertrug, wollte ich aber durchaus nicht mich zu der Anschauung bekennen, daß wir schon genügend Veranlassung haben, auf die Ätherhypothese verzichten zu müssen, wie es die Relativitätstheorie glaubt fordern zu müssen, schon weil der Äther als absolut ruhend angenommen werden muß, während nach der Relativitätstheorie überhaupt niemals festzustellen ist, ob ein System sich in absoluter Ruhe oder in gleichförmiger Bewegung befindet. Solange wir nichts haben, was ebensoviel leistet wie die Ätherhypothese, stehen wir am besten auf dem Standpunkte, den Poincaré treffend mit den Worten charakterisiert hat: „Es kümmert uns wenig, ob der Äther wirklich existiert, das ist Sache des Metaphysikers; wesentlich für uns ist nur, daß alles sich abspielt, als wenn er existierte, und daß diese Hypothese für die Erklärung der Erscheinungen bequem ist." Unser Glaube an das Dasein der materiellen Objekte ist schließlich auch nur eine bequeme Hypothese. Wir dürfen einerseits an der Existenz des Äthers nicht zweifeln, da ohne ihn die drahtlose Telegraphie und alles,

dieser Begriff von mehr fundamentaler Bedeutung und unbestreitbarer wissenschaftlicher Kraft gewesen wäre wie gerade jetzt; diesen stehen andere gegenüber, die diesen Begriff überhaupt nicht mehr angewandt wissen wollen und ihn geradezu als ein Hindernis für weitere Fortschritte ansehen. Dieser Meinungsstreit unterscheidet sich von fast allen früheren Meinungsverschiedenheiten, die die Männer der Wissenschaft getrennt haben. Die involvierte Frage knüpft sich ursprünglich nicht an den Wert experimenteller Beweiskraft oder an die Grundzüge ihrer Interpretation. Ein großer Teil der Unzufriedenheit mit dem „Äther“ beruht ohne Zweifel auf den modernen Theorien der atomistischen Natur der Strahlung und auf dem Nachweis, daß das Prinzip der Relativitätstheorie eine adäquate Grundlage für elektromagnetische Theorie ist, aber es ist klar, „daß solche Theorien weder einen hinreichenden noch notwendigen Grund geben, den Begriff „Äther“ zu verlassen. Sir J. J. Thomson[1]), der gerade der Urheber der frühesten und weitgehendsten atomistischen Theorie der Strahlung ist, widmete einen großen Abschnitt seiner Präsidentenrede vor der British Association einer Beschreibung der Eigenschaften des „Äthers“ während ich andererseits zu zeigen hoffe, daß man keine neueren Ideen, als solche, die die Elemente der Elektrostatik betreffen, in Erwägung zu zieben braucht, um zu starken Zweifeln hinsichtlich der Nützlichkeit des Begriffs gelangen zu können. Wenn beide Parteien veranlaßt werden könnten, ihre Anschauungen im einzelnen auszudrücken, so würde man finden, daß der Unterschied zwischen ihnen eher die Grundprinzipien wissenschaftlicher Kenntnis überhaupt als mehr spezielle Probleme der Beobachtung und Erkenntnis betrifft. Vielleicht liegt es an der bei Gelehrten vorhandenen Scheu vor einer Diskussion der eigentlichen Grundlagen ihres Forschungsgebietes, daß es so wenig direkte Angriffe gegen den Begriff „Äther“ oder Verteidigungen desselben gegeben hat. Die nachfolgenden Erörterungen sollen einigermaßen mithelfen an der Betrachtung des gesamten wichtigen Problems[2]).

---

was sonst viele Experimente beweisen, unmöglich bzw. für uns unverständlich sein würde. Andererseits darf uns aber auch kein unbedingter Glauben an seine Existenz von Versuchen abhalten, sie auch noch anders als nur durch logische Schlußfolgerungen zu beweisen. Solche Versuche könnten ja auch zu einem vollständigen Fiasko der Ätherhypothese führen, aber bis heute scheint mir dies durchaus noch nicht der Fall zu sein.

G. Eichhorn.

1) Vgl. Naturw. Rundsch. Nr. 3, 4, 5, 1910.

2) Der Kern dieser Argumente wurde bereits dargelegt in Kap. XIV von „Modern Electrical Theory“ (Cambridge 1907) und in einer Abhandlung in der „New Quarterly Review“ Nr. 3.

§ 2. Wir müssen zunächst untersuchen, was unter „Äther" verstanden wird und warum er erfunden wurde. Fast die einzige Definition des Begriffs, die mir bekannt ist, stammt von Lord Salisbury, der ihn beschrieb als das Subjekt des Verbums „undulieren" (sich wellenförmig bewegen). Es ist nicht unmittelbar ersichtlich, warum dieses Verbum ein besonderes Subjekt verlangt, aber eine ganz kurze Überlegung führt uns auf einen Fall, der zum wenigsten prima facie plausibel erscheint. Das Prinzip der Erhaltung der Energie ist vielleicht der einzige Satz, der von allen Physikern als eine notwendige Basis ihrer Wissenschaft akzeptiert ist, und es könnte auf den ersten Blick scheinen, daß die Aufrechterhaltung dieses Prinzips so einen Begriff wie den Äther verlangt. Wenn ein Körper Energie ausstrahlt auf einen anderen Körper mit niedrigerer Temperatur und in endlicher Entfernung, so haben wir ein bestimmtes Zeitintervall, innerhalb welchem Energie bei dem ersten Körper vorloren ging, ohne daß der zweite sie gewann; wenn diese Energiemenge während dieses Zeitintervalls nicht als vollständig verloren gegangen angesehen werden soll, so sind wir gezwungen anzunehmen, daß sie von einem dritten Körper aufgespeichert wurde, der weder die primäre Energiequelle noch der empfangende zweite Körper ist. Dieser Körper, welcher der Träger der Schwingungsenergie des Lichts ist, ist der „Äther".

Die Entwickelung der elektromagnetischen Lichttheorie hat zu der Anschauung geführt, daß die Strahlungsenergie wesentlich von derselben Natur ist, wie diejenige, welche rings um einen elektrisch geladenen Körper, in Ruhe oder Bewegung, lokalisiert ist. Der Äther wird angesehen als der Träger nicht nur der Strahlungsenergie sondern auch aller Formen elektromagnetischer Energie, und wir können ihn einfach definieren als den „Körper, in dem elektromagnetische Energie lokalisiert ist".

Eine solch grobe Definition ist zweifellos nicht für alle befriedigend, aber sie wird für unseren Zweck genügen, da sie die Aufmerksamkeit auf die Umrisse des Begriffs „Äther" zieht, wie er allgemein aufgefaßt wird und in dieser Arbeit zur Diskussion steht.

§ 3. Eine Definition ist natürlich kein Lehrsatz und kann deshalb weder wahr noch falsch sein. Welche Definition eines wissenschaftlichen Begriffs man auch annimmt, so kann man stets die sie betreffenden Lehrsätze geeignet wählen, um eine Theorie in Übereinstimmung mit den Beobachtungen aufzustellen. Aber tatsächlich treten in der Wissenschaft wie anch sonst die Lehrsätze gewöhnlich historisch vor, obwohl logisch nach, den Definitionen auf. Die Sätze werden gewählt

wegen ihrer Einfachheit, wegen ihrer Angemessenheit für mathematische Entwickelung oder anderer derartiger Gründe, und das erste Erfordernis der Definitionen der Begriffe, die bei den Sätzen in Frage stehen, ist, daß sie so beschaffen sein sollen, um die Sätze wahr zu machen. (Ein klarer Fall eines solchen Verfahrens bietet der Begriff eines „vollkommenen Gases".)

In dem Falle des „Äthers" sind die Sätze, welche richtig sein sollen, dargestellt durch die sechs Maxwellschen Gleichungen; die Definition des „Äthers" muß dann so gewählt werden, daß diese Sätze richtig sind, wenn die Achsen, auf die sie bezogen sind, „im Äther fixiert sind". Wenn es sich ergibt, daß mit der angenommenen Definition die Gleichungen nicht richtig sind, wenn die Koordinatenachsen „im Äther fixiert sind", dann können wir sagen, daß die Definition falsch sei, obwohl streng genommen die Unrichtigkeit auf die Gleichungen geschoben werden sollte. Für den Zweck unserer Diskussion wird es angebracht sein und die Verallgemeinerung nicht beeinträchtigen, wenn wir das System der Gleichungen ersetzen durch eine einzige einfache Deduktion aus denselben — den Satz, daß eine elektrische Ladung e, die sich mit einer Geschwindigkeit u relativ zu den angenommenen Achsen bewegt, äquivalent ist einem Stromelement von der Stärke $e u$, dessen Richtung zusammenfällt mit der Bahn der Ladung.

§ 4. Auf den ersten Blick könnte es scheinen, daß es nicht möglich sei, daß die gegebene Definition des Äthers einen solchen Satz unrichtig mache, aber wir müssen die Aufmerksamkeit richten auf die ersten Worte unserer Definition — den Körper — und auf die Klausel in dem Lehrsatz, daß die Bezugachsen „im Äther fixiert" sind. Die Angabe, daß der Äther „der Körper . . ." ist, läßt vermuten und ist allgemein so aufgefaßt worden, daß der Äther, insofern es sich um relative Bewegung seiner Teile handelt, einem Block, einer festen Masse gleiche; daß nämlich, ausgenommen soweit er gestört wird durch die Vibrationen, welche er überträgt, seine Teile keine relative Bewegung besitzen, daß die Bewegung eines Körpers relativ zum Äther eindeutig bestimmt ist und im allgemeinen in keiner Beziehung steht zu der Bewegung dieses Körpers ralativ zu irgend einem materiellen System. Bis ganz kürzlich scheint die fast allgemeine Ansicht bestanden zu haben, daß die Geschwindigkeit, der die magnetische Wirkung einer sich bewegenden Ladung proportional ist, nicht ihre Geschwindigkeit ist relativ zu einem materiellen System, sondern zu einem von allen materiellen Körpern unabhängigen System, das sich über das ganze Universum erstrekt und keine relative Bewegung

zwischen seinen Teilen besitzt. Daß ein solcher Satz zweifelhaft ist, wird nicht bestritten werden, wenn er explizite aufgestellt wird. Meine gegenwärtige Absicht ist zu zeigen, daß er selbst soweit von der innerlichen Wahrscheinlichkeit entfernt ist, daß er niemals auch nur für einen Moment akzeptiert worden wäre, wenn nicht das so attraktive Wort „Äther" erfunden worden wäre. Mir erscheint es gewiß, wenn „der Äther" ersetzt worden wäre durch ein Wort im Plural oder wenn zu der vorstehenden Definition die Worte „oder Körper" zugefügt worden wären, daß dann niemals ein solch schwieriges Problem in der modernes Physik sich präsentiert hätte.

§ 5. Achsen „fixiert im Äther" involvieren die Vorstellung der Bewegung eines materiellen Systems relativ zum Äther oder umgekehrt der Bewegung des Äthers relativ zu einem materiellen System. Wir wollen untersuchen, was mit einer solchen Geschwindigkeit des Äthers gemeint sein kann. Wenn wir von der Geschwindigkeit eines materiellen Körpers A relativ zu einem Körper B sprechen, so kommt eine von zwei Definitionen des Wortes „Geschwindigkeit" in Frage, je nachdem die Körper fest oder flüssig sind. Im ersteren Falle ist die Geschwindigkeit das Maß der Entfernungsänderung eines Punktes auf A, der gekennzeichnet ist durch eine gewisse ihn von benachbarten Punkten unterscheidenden Eigenschaft, gegen einen Punkt B, der in gleicher Weise gekennzeichnet ist; im zweiten Falle meint Geschwindigkeit das Maß der Übertragung des Körpers (gemessen durch das Volumen) durch die Einheit des Querschnitts. Man wird wahrscheinlich einräumen, daß die letztere Definition (die mit der ersteren Definition nur durch unseren Glauben an quasi feste Moleküle verknüpft ist) im Falle des Äthers irrelevant ist, aber die erstere Definition könnte anwendbar erscheinen. Betrachten wir den einfachen Fall, daß zwei oder mehr elektrisch geladene Körper mit differenten gleichförmigen Geschwindigkeiten relativ zu einem Beobachter sich bewegen. Rings um jeden Körper haben wir im Äther lokalisierte elektrostatische Energie; die die Energiemengen (die zu ein und demselben Körper gehören) enthaltenden Teile des Äthers werden in ihren Lagen zueinander oder relativ zu dem geladenen Kern nicht durch die Bewegung geändert. Wenn der Äther der Körper ist, wo elektrische Energie lokalisiert ist, so erscheint es einleuchtend und einfach Punkte im Äther, wie sie gemäß der Geschwindigkeitsdefinition verlangt werden, zu identifizieren mit den Energiemengen, die in ihnen enthalten sind. Dann würde die Geschwindigkeit des Äthers relativ zum Beobachter verschieden sein je nach der Betrachtung des einen oder anderen geladenen Körpers,

und sie würde in jedem Falle die gleiche sein wie die Geschwindigkeit des entsprechenden geladenen Körpers relativ zum Beobachter.

§ 6. Dies ist die einfache, einleuchtende und direkt zum Relativitätsprinzip führende Anschauung, welche fraglos akzeptiert worden wäre, wenn nicht die Benutzung des singularen Wortes „Äther" im Wege gestanden hätte. „Wenn, so sagt man, es nur einen Äther gibt, so kann er nicht mehr als eine Geschwindigkeit relativ zu irgend einem Beobachter haben: daraus müssen wir annehmen, daß die Teile des Äthers nicht zu identifizieren sind mit der Energie, welche sie enthalten, daß die Energie sich durch den Äther bewegt, übertragen von einem Teil auf den anderen, mit einer Geschwindigkeit, die nichts zu tun hat mit der Geschwindigkeit des Äthers selbst." Diese Anschauung wird vermutlich von denjenigen, die über den Äther schreiben, aufrechterhalten; wir wollen zusehen, wohin sie uns führt.

§ 7. Es ist sofort klar, wenn es nicht erlaubt ist einen Punkt im Äther durch die in ihm lokalisierte Energie zu identifizieren, daß dann kein anderes Hilfsmittel der Identifizierung substituiert werden kann. Alle optischen Phänomene beweisen, daß der Äther (außerhalb materieller Körper) vollständig homogen ist, so weit es sich um die Fähigkeit, Energie zu enthalten, handelt; die Strahlungsgeschwindigkeit ist geradlinig und gleichförmig in irgend einer Fortpflanzungsrichtung. Alle Teile des Äthers, die die gleiche Energiemenge enthalten, sind, soweit das Experiment dies dartun kann, vollkommen gleich, und es gibt keine Möglichkeit, sie voneinander zu unterscheiden; noch sind jemals die Grenzen des Äthers, wenn es solche gibt, ermittelt worden. Das erste Erfordernis, um auf den Äther die Geschwindigkeitsdefinition wie für die Geschwindigkeit materieller Körper anzuwenden, kann nicht erfüllt werden; solange nicht eine andere Geschwindigkeitsdefinition, die auf den Äther anwendbar ist, gegeben wird, sind alle Sätze über Geschwindigkeit des Äthers oder relativ zu ihm sinnlos. Nach der Anschauung über den Äther, die die Identifizierung von Teilen desselben mit ihrem Energieinhalt verwirft, müßte die erste Angabe über die Geschwindigkeit des Äthers entweder eine Definition sein oder überhaupt keine Bedeutung haben. Wenn jemand mir sagt, daß seine Uhr 100 Gramm wiegt, so hat seine Angabe für mich eine bestimmte Bedeutung, da die gewöhnliche Definition von „Gewicht" auch auf die Uhr angewendet werden kann; wenn aber jemand mir sagt, daß die Farbe seiner Uhr 100 Gramm wiegt und sich weigert mir zu sagen, wie eine Farbe gewogen werden soll, so kann ich nur annehmen, daß er Unsinn redet, oder, falls diese Annahme ausgeschlossen ist, weil

der Betreffende ein Gelehrter ist, daß er mir aus einem Grunde, der ganz plausibel sein mag, zu verstehen geben will, er spreche von „der Farbe seiner Uhr", wenn er von „100 Gramm wiegen" sprechen.

Wenn entsprechend jemand, der das Relativitätsprinzip verwirft, die Maxwellschen Gleichungen niederschreibt, oder die oben angeführte einfache Ableitung aus denselben, ohne genau zu sagen, was die relative Geschwindigkeit zwischen den Achsen „fixiert im Äther" und einem materiellen System (relativ zu welchen andere Geschwindigkeiten gemessen werden können) bedeuten soll, so kann er als einzige Erklärung nur vorbringen, daß er mit dem Ausdruck „Geschwindigkeit u relativ zum Äther" bezeichnen will den Bewegungszustand eines Körpers mit einer elektrischen Ladung e, wenn seine durch irgend einen Beobachter gemessene magnetische Wirkung äquivalent ist einem Stromelement von der Stärke eu. Weiter folgt, daß, wenn er Sätze von seiner Fundamentalhypothese ableitet und das Resultat mit dem Experiment vergleicht, er als einzige begründete Information aus seinen Bemühungen, nur die erhalten kann, mit welcher Geschwindigkeit relativ zum Äther (gemäß seiner Definition) irgend einer oder mehr Körper, welche er beobachtet, sich bewegen. Es ist aber nicht möglich für ihn irgend welche Annahmen, die er für seine Hypothese machte, zu bestätigen oder zu wiederlegen. Er befindet sich in der Lage eines Mathematikers gegenüber Gleichungen mit einer oder mehr unbekannten Variablen. Er kann höchstens erreichen, die Werte dieser Variablen zu finden; er kann aber nicht zu einer Identität oder Nichtidentität gelangen, welche beweisen wird, daß seine ursprünglichen Gleichungen entweder richtig oder falsch waren.

Man könnte einwenden, daß ich eine andere Bedeutung von „Geschwindigkeit" übersehen habe, die unabhängig von den Sätzen des Elektromagnetismus definiert werden kann. Wir haben in der Dynamik eine sogenannte „absolute Geschwindigkeit", und man könnte denken es sei möglich geltend zu machen, daß die Geschwindigkeit eines geladenen Körpers relativ zum Äther seine „absolute Geschwindigkeit" ist. Eine solche Behauptung ist möglich und würde die im letzten Paragraphen erhobenen Einwände beseitigen, aber sie läßt noch ernstere Schwierigkeiten entstehen. Denn wie in meiner Abhandlung über die „Prinzipien der Dynamik" im vorliegenden Heft des Phil. Magazine gezeigt ist, hat „absolute Geschwindigkeit" nur dann eine Bedeutung, wenn die Grundsätze der Dynamik als richtig angenommen werden. Diese Sätze sagen aber nun, daß die Masse eines Körpers unabhängig von seinem Bewegungszustand sei. Wenn nun aus den

elektromagnetischen Gleichungen abgeleitet wird, daß die Masse eines geladenen Körpers mit seiner Bewegung variiert, so wird die Richtigkeit der Sätze der Dynamik verworfen, und folglich ist der Ausdruck „Absolute Bewegung" aller Bedeutung entkleidet. Es ist logisch unmöglich gleichzeitig zu behaupten 1. daß im Äther fixierte Achsen seien, deren „Absolute Geschwindigkeit" Null sei, und 2. daß die Masse eines Körpers größer wird mit seiner Geschwindigkeit relativ zu diesen Achsen. Wenn einer der zwei Sätze als richtig angenommen wird so wird der andere nicht falsch aber bedeutungslos.

Wir müssen deshalb annehmen, daß Anhänger der Ätherhypothese glauben, daß „Geschwindigkeit relativ zum Äther" ist weder Geschwindigkeit gemessen auf dem gewöhnlichen Wege noch „Absolute Geschwindigkeit". Und da diese beiden Bedeutungen von „Geschwindigkeit" die einzigen sind, die in der Physik außerhalb des Elektromagnetismus angewendet werden, so müssen wir schließen, daß die elektromagnetische Geschwindigkeit ein neuer Begriff ist und durch den ersten Satz, in dem er vorkommt, definiert wird. Wir wollen die Konsequenzen dieser Schlußfolgerung untersuchen.

§ 9. Es gibt zwei Klassen von wohlbekannten Beobachtungen, die so zu einer Bestimmung der Geschwindigkeit eines Körpers relativ zum Äther führen. Die erste und direkteste ist dargestellt durch Rowlands Experiment über die magnetische Wirkung bewegter Ladungen. Rowland zeigte, wenn eine Ladung e sich bewegt mit einer Geschwindigkeit u relativ zu einem magnetischen Beobachtungssystem, daß dann die Ladung äquivalent ist einem Stromelement eu. Daher ist, und dies ist die einzig mögliche Deduktion, die Geschwindigkeit der Ladung relativ zum Äther ihre Geschwindigkeit relativ zum magnetischen Beobachtungssystem.

Die zweite Klasse von Beobachtungen betreffen die Abberation und die Versuche von Michelson und Morley. Es kann aus den Fundamentalsätzen des Elektromagnetismus abgeleitet werden, daß, wenn die Geschwindigkeit eines Beobachters relativ zum Äther sich um einen Betrag u ändert, dann die scheinbare Richtung eines vom Beobachter gesehenen Lichtstrahles sich über einem Winkel $\frac{u \sin \Theta}{V}$ ändert, wo Θ der Winkel zwischen der Richtung des Strahles und der Richtung von u ist. Sternbeobachtungen zeigen, daß u die Geschwindigkeit der Erde in ihrer Bahn um die Sonne ist und Θ der Winkel zwischen dieser Geschwindigkeit und der Richtung des Sterns. Andererseits zeigen terrestrische Beobachtungen, daß u Null ist. Hieraus

müssen wir schließen, und dies ist wieder die einzig mögliche Schlußfolgerung, daß die Geschwindigkeit des Beobachters relativ zum Äther die Geschwindigkeit der Erde in ihrer Bahn ist für Sternbeobachtungen, und Null ist für terrestrische Beobachtungen. Unsere Beobachtungen zeigen, wie die Erwägung der einfachen Tatsachen der Elektrostatik a priori vermuten ließen, daß die effektive Geschwindigkeit in elektromagnetischen Phänomenen die relative Geschwindigkeit zwischen den wirkenden und „beobachtenden" Systemen ist; die Worte „fixiert im Äther" bedeuten für irgend einen gegebenen Beobachter „fixiert in dem System dessen Wirkung er beobachtet". Selbst wenn wir vom Standpunkte der „Ätherialisten" ausgehen, so zwingt uns die Beobachtung das Relativitätsprinzip anzunehmen.

§ 10. Aber die Anhänger der Ätherhypothese refüsierten es, die Logik ihrer Schlußfolgerungen zu akzeptieren; sie waren so in Ideen befangen, die sich aus ihrem konstanten Gebrauch des Wortes „Äther" ergeben, daß sie nicht den Gedanken annehmen wollten, ein Beobachter könne gleichzeitig mehrere differente Geschwindigkeiten relativ zum Äther haben; sie sprachen von einer „Versöhnung" der Resultate der Aberration und des Michelson-Experiments; aber eine solche „Versöhnung" war nicht benötigt. Die Resultate bildeten ein vollständig logisches Ganzes ohne irgendeine Spur von Widersprüchen. Es ist richtig, wenn Geschwindigkeit so wie für einen festen materiellen Körper definiert wird, daß dann eine Folgerung, daß ein Körper mehrere differente Geschwindigkeiten relativ zu einem andern hat, beweist, daß in der Beweisführung ein Fehler steckt; aber sie hatten eben Geschwindigkeit in einer vollständig verschiedenen Weise definiert, und es war kein Grund vorhanden, anzunehmen, daß die neue Definition von Geschwindigkeit dieselben Begrenzungen habe wie die alte. Ein Mathematiker, der bisher nur mit reellen Größen vertraut war und ein System für die Lösung von quadratischen Gleichungen aufstellte, könnte ebenso gut denken, daß ein Bedürfnis für eine „Versöhnung" vorliege, wenn er zuerst auf eine imaginäre Wurzel stößt.

Die erzielte „Versöhnung" (in Einklang bringen) war in Wirklichkeit eine höchst verhängsvolle Revolution. Die „Ätherialisten" erklärten, daß sie im Begriffe seien ihre alte Definition zu verwerfen und durch eine neue zu ersetzen; daß dieser Entschluß ein weiser war, wird jeder gern zugeben, aber mit der Weisheit ihrer neuen Wahl kann man sich durchaus nicht einverstanden erklären. Es wurde nun gesagt, daß der Unterschied zwischen den Geschwindigkeiten relativ zum Äther von irgend zwei Körpern gleich wäre ihrer relativen Geschwindigkeit, aber daß

die Geschwindigkeit relativ zum Äther von irgend einem Körper um den Betrag einer Konstanten unsicher sei. Sie gingen dann dazu über, mit großer Sorgfalt zu zeigen, daß kein Experiment, welches wir hoffen durften ausführen zu können, solange unsere Hilfsmittel nicht wesentlich vervollkommnet würden, es uns ermöglichen könne, über den Wert dieser Konstanten Auskunft zu bekommen; wenn aber solche Experimente jemals ausgeführt werden könnten, daß dann kein Grund zu der Annahme vorhanden sei, daß die Größe, welche als konstant angenommen werde, auch sich als wirklich konstant ergeben würde. Mit einem Seufzer der Erleichterung haben sie sich dann zur Ruhe gesetzt in der glücklichen Überzeugung, daß sie eine Lösung aller Schwierigkeiten bezüglich des Äthers gefunden hätten, die allgemeine Billigung finden würde.

§ 11. Diese Billigung ist aber durchaus keine universelle gewesen. Poincaré hat diesen Standpunkt bekämpft mit der Begründung, daß jedesmal neue Voraussetzungen benötigt seien, sobald die Empfindlichkeit unserer Instrumente erhöht worden sei. Und vielen ist es recht unbefriedigend erschienen, in fundamentale Gleichungen einer Wissenschaft eine Größe einzuführen, die experimentell nicht gemessen werden kann, weder direkt noch mit Hilfe dieser Gleichungen. Ein zukünftiger Historiker der Physik wird wahrscheinlich erstaunt sein, daß die große Majorität der Physiker ein System von so verwirrender Komplexität und so zweifelhaftem Wert akzeptieren sollten anstatt Vorstellungen vollständig aufzugeben, die ihren einzigen Ursprung in dem Gebrauch des Wortes „Äther“ zu haben scheinen, und daß sie Vorstellungen verwerfen, auf die viele Überlegungen so dringend hinweisen. Wenn nicht eine ganz willkürliche Annahme gemacht wird hinsichtlich des Wertes der „Geschwindigkeit des Äthers“ relativ zu irgendeinem beobachtenden System, so zwingt uns die Beobachtung zu der Annahme des Relativitätsprinzips — zu dem Glauben, daß die Achsen „fixiert in Äther“, auf die Maxwells Gleichungen bezogen werden müssen, Achsen sind in dem geladenen System, welches die Quelle der Energie ist, deren Transformationen untersucht werden. Es ist behauptet worden, daß solche Vorstellungen in Wirklichkeit noch weniger befriedigend seien, wie diejenigen, basierend auf dem Begriff eines einfachen Äthers, da dieselben „eine so komplexe Struktur des Äthers“ verlangten. Wenn wir aber den Gebrauch des Wortes „Äther“ ganz aufgeben, so tritt die tatsächliche Einfachheit solcher Vorstellungen zutage. Das System, in dem elektromagnetische Energie lokalisiert ist, hört auf, ein einziger von allen materiellen Körpern unabhängiger Körper zu sein; es wird

eine Kollektion von Teilchen, die angesehen werden müssen als Teile jedes getrennt sich bewegenden geladenen Körpers; wenn der geladene Körper in gleichförmiger Bewegung ist, relativ zum Beobachter, so bewegt sich der Teil des Äthers, in welchem seine Energie lokalisiert ist, mit der gleichen Geschwindigkeit relativ zu diesem Beobachter. Das Relativitätsprinzip kompliziert nicht unsere Interpretation elektrischer Erscheinungen; es vereinfacht sie, indem es die Anzahl der zu berücksichtigenden Körper um einen vermindert.

§ 12. In der gleichen Weise kann man auch weiterhin andere Verwirrungen angreifen, die durch den Gebrauch des Begriffs „Äther" entstanden sind, und die vielen nur unter sich gegensätzlichen Versuche analysieren, die angestellt wurden, um die Dichtigkeit, Starrheit und sogar das Atomgewicht des Äthers zu schätzen. Es liegt nicht in meiner Absicht, alle Gründe aufzuführen, die gegen den Gebrauch dieses Begriffes vorgebracht werden können, sondern nur diejenigen, welche mir gegenwärtig besonders vernichtend erscheinen. Es dürfte den gläubigen Anhängern der Ätherhypothese schwer werden, die jüngste Arbeit von Bucherer und die Atomtheorien von J. J. Thomson und Planck (die letzteren kürzlich weiterentwickelt von Stark[1], so daß sie der ersteren sehr ähnlich werden) zu assimilieren oder „wegzuerklären"; wenn sie es versuchen sollten, so geschieht es ohne Zweifel in dem Glauben, daß der Begriff des Äthers wert ist, aufrechterhalten zu werden. Eine Beweisführung, daß die Sache des Äthers lächerlich schwach steht, wo man sie für sehr stark hielt, daß dieser Begriff immer nur die Quelle von Irrtümern und Gedankenverwirrung gewesen ist, möge dazu dienen, ihn in die Rumpelkammer zu spedieren, wo jetzt das „Phlogiston" und der „Wärmestoff" vermodern. —

[Es folgt dann in der Originalarbeit noch ein Nachtrag, auf dessen Wiedergabe verzichtet werden muß, da er in engem Zusammenhang mit der vorerwähnten Arbeit des Verfassers „Die Prinzipien der Dynamik" steht und ohne näheres Eintreten auf dieselbe und ihre spezielle Terminologie nicht verständlich sein würde.]

Nach dem Englischen von G. Eichhorn.

---

1) J. Stark. Phys. Ztschr. September 1909. S. 579.

Referate.

Über Versuche am Peukertschen Hochfrequenzgenerator[1]. (A. Wasmus. Dissert. Braunschweig 1909.)

Stellt man einer mit Öl benetzten Metallscheibe eine zweite rotierende Scheibe im Abstande von ca. 0,1 mm gegenüber und legt man an den beiden Scheiben eine Gleichstromspannung, so kann man, wie Peukert gezeigt hat, diese Anordnung in der bekannten Duddell-Schaltung als Hochfrequenzgenerator benutzen. A. Wasmus untersucht die näheren Eigenschaften dieses Apparates. Die statische Charakteristik ist analog der eines gewöhnlichen Gleichstromlichtbogens, ist also eine fallende. Legt man parallel zu der Funkenstrecke einen Schwingungskreis, so entstehen in ihm Schwingungen, die aber sehr unregelmäßig in Amplitude und Schwingungszahl sind. Koppelt man aber mit diesem Schwingungskreise einen zweiten, sehr wenig gedämpften, so erhält man in ihm eine einzige Schwingung, die in ihrer Wechselzahl und Dämpfung ganz unabhängig von dem primären Schwingungskreise ist. Man hat also die sogenannte Stoßerregung. Wasmus untersucht ferner die Nutzleistung des Apparates und findet, daß die maximal entziehbare Energie bei Änderung von Selbstinduktion, Kapazität und Ladespannung ein Maximum hat. E.

1) Nach der Elektrot. Ztschr. **31**, 199, 1910.

Untersuchung des elektrolytischen Detektors mit der Braunschen Röhre[1]. (Physical Review, Bd. 28, 1909, S. 56.)

Die Gleichrichterwirkung der Schlömilchzelle wird von G. W. Pierce mit Hilfe einer besonders empfindlichen Braunschen Röhre untersucht. In den Gleichstromkreis der Zelle ist ein zweites Potentiometer eingeschaltet, welches es gestattet, eine veränderliche Wechselspannung von 66 Perioden pro Sekunde dem Gleichstrom zu überlagern. Die aufgenommenen und reproduzierten Kurven zeigen die ausgezeichnete Gleichrichterwirkung der Zelle und sind an Hand der Wechselstromgleichungen diskutiert. Da die Wechselzahl des übergelagerten Wechselstromes so gering ist, vermögen die Resultate für die Erklärung des Detektors bei Überlagerung von Hochfrequenzschwingungen nichts auszusagen. E.

1) Nach der Elektrot. Ztschr. **31**, 199, 1910.

(Eingesandt 29. März 1910.)

A. Korn (Krak. Anz. S. 707—727, 1909) „Über einige Ungleichungen, welche in der Theorie der elastischen und elektrischen Schwingungen eine Rolle spielen." Der Inhalt ist wesentlich mathematischer Natur; es handelt sich um den Beweis einiger Hilfssätze, die in der mathematischen Behandlung der Schwingungen eines elastischen Körpers und auch bei einigen Problemen, die sich auf elektrische Schwingungen beziehen, von Nutzen sein können.

E.

P. Ludewig, Über die Notwendigkeit des Vorhandenseins von Selbstinduktion im Stromkreis des Wehneltunterbrechers (Ann. d. Phys. **31**, 445—448, 1910).

Nach einigen von Arons früher abgeleiteten Formeln ergeben sich für den Strom- und Spannungsverlauf im Augenblick der Unterbrechung eines Stromkreises mit Widerstand und Selbstinduktion Werte, deren Größe speziell von der Zeitkonstanten L/W abhängig ist. Nach des Verfassers Ansicht gehorcht die beim Wehneltunterbrecher im Augenblick der Unterbrechung an der Unterbrechungsstelle auftretende Spannung denselben Gesetzen. Es zeigt sich, daß beim richtigen Funktionieren des Wehneltunterbrechers die nach den Aronschen Formeln berechnete Spannung so groß wird, daß sie bequem die Gashülle, die den Stift des Wehnelt in diesem Augenblick umhüllt, zu durchschlagen imstande ist. Das Auftreten dieser Öffnungsspannung ist demnach „ein wesentlicher Faktor für das Zustandekommen des Wehneltphänomens". P. Lg.

H. Barkhausen, Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom (Phys. Ztschr. 1910, S. 130—132).

„In einem stromdurchflossenen veränderlichen Ohmschen Widerstande kann außer einer Wärmeentwickelung nur ein Austausch der Energie von Gleich- und Wechselstrom stattfinden."

„In einer stromdurchflossenen veränderlichen Induktion oder Kapazität kann außer einer Wärmeentwickelung nur ein Austausch von mechanischer mit Wechselstromenergie stattfinden."

Aus diesen zwei, in einer früheren Arbeit[1]) abgeleiteten Sätzen folgert der Verfasser, daß zur Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom, ein Problem das unter anderem beim Empfang in der

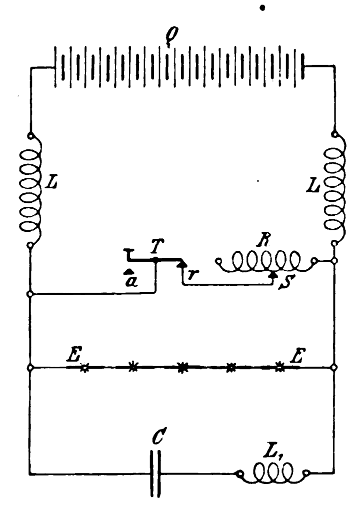
---

1) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Diss. Göttingen 1907 (Verlag von S. Hirzel, Leipzig) S. 13 u. 16.

drahtlosen Telegraphie eine wichtige Rolle spielt, der Wechselstrom notwendig auf einen veränderlichen Ohmschen Widerstand oder eine veränderliche elektromotorische Kraft (Kohärer, Thermoelement, elektrolytische Zelle, Gasentladungen, Unterbrecher, Umschalter) wirken muß. Ohne derartige unsichere Elemente im Stromkreise ist eine Erzeugung oder Veränderung eines Gleichstromes durch Wechselstrom prinzipiell ausgeschlossen.

Insbesondere kann man durchaus keine Gleichstromwirkung erzielen durch scheinbares Abdrosseln der einen Phase, indem man etwa die Drosselwirkung einer von Wechselstrom durchflossenen Spule während der einen Periode verstärkt durch abwechselndes, im Takte der Wechselstromperiode erfolgendes Einschieben und Herausziehen eines Eisenkerns. Dies wird in der Arbeit näher diskutiert. H. B.

Verfahren zur gleichzeitigen Zündung mehrerer Lichtbogen zur Zeichengebung in der Radiotelegraphie. In der Elektrot. Ztschr. 1910, Heft 9, S. 221 beschreibt Herr Prof. W. Peukert ein von ihm erfundenes Verfahren zur gleichzeitigen Zündung mehrerer in Reihe geschalteter Lichtbogen. Das Verfahren besteht in folgendem: Die Elektroden EE werden über induktive Widerstände LL, die auch als Drosselspulen dienen, an die Stromquelle Q angeschlossen, im Nebenschluß zu den Lichtbogen ist ein regulierbarer Arbeitswiderstand R mit einem Taster T, der eine schnelle Unterbrechung des Stromes im Arbeitswiderstand gewährleistet, geschaltet; der Schwingungskreis, bestehend aus der Kapazität C und der Selbstinduktion L_1, ist in der üblichen Weise an die in Reihe geschalteten Elektroden angeschlossen; der Taster T schließt in seiner Ruhestellung den Nebenschluß R; die Spannung zwischen den Elektroden ist dann so niedrig, daß die Lichtbogen erlöschen; wird nun der Taster geöffnet, so entsteht infolge der Stromunterbrechung zwischen den Elektroden EE eine Überspannung, die genügt, um eine größere Zahl von Lichtbogen



Verfahren zu gleichzeitigen Zündung mehrerer Lichtbogen.

zu zünden. Der Arbeitswiderstand R kann so eingestellt werden, daß die Stromquelle dauernd konstant belastet ist, was besonders für den Fall, daß diese eine Dynamomaschine ist, die Betriebsverhältnisse günstig beeinflußt. Da die Lichtbogen nur solange brennen, als es die Zeichengebung erfordert, so wird der Abbrand und die Erwärmung der Elektroden auf ein Minimum beschränkt, mithin auch die Störungen, die bei anderen Verfahren dadurch verursacht wurden. Andererseits ist die Schaltung einfach und ohne komplizierte Hilfsmittel herzustellen, so daß die Betriebssicherheit dadurch in keiner Weise gefährdet wird.

Dipl.-Ing. P. A. Koch.

(Eingesandt 15. April 1910).

Mitteilungen aus der Praxis.

Funkentelegraphie und Witterungskunde (II).

(Ergebnisse der Versuche zur Übermittlung von Witterungsbeobachtungen vom Atlantischen Ozean im Jahre 1909.)

Von **P. Polis**, Direktor des Meteorologischen Observatoriums zu Aachen.

1. Einleitung.

Im Jahre 1907 wurden von Seiten des Referenten Versuche, Witterungsbeobachtungen mit Hilfe der drahtlosen Telegraphie zu übermitteln, an Bord der „Kaiserin Auguste Viktoria" angestellt. Es handelte sich hierbei um Vorversuche, die im August 1908 in erweitertem Umfange fortgeführt wurden. Die Witterungsbeobachtungen sind bei diesen Versuchen vom Lande und von anderen Schiffen zur „Kaiserin Auguste Viktoria" übermittelt worden; es sollte dabei in erster Linie festgestellt werden, ob es mit Hilfe dieses Materials möglich ist, auf dem Ozean Wetterkarten zu entwerfen und auf Grund dieser sich über die Wetterlage selbst an Bord des Schiffes zu unterrichten. Vereinzelt wurden auch Funkentelegramme mit Witterungsbeobachtungen von der „Kaiserin Auguste Viktoria" an das Meteorologische Observatorium in Aachen gesandt, hauptsächlich um zu prüfen, wie viel Zeit die Übermittelung derartiger Telegramme erfordert[1]).

1) Ein Referat hierüber wurde im Jahrb. 2, 529 ff., 1909 abgestattet: „Funkentelegraphie und Witterungskunde, Ergebnisse einer Studienreise im August 1908."



Diese Versuche gaben auf der am 1. Oktober 1908 zu Hamburg stattgefundenen Sitzung des Reichskuratoriums für den Wetterdienst dazu Anlaß, der Frage näher zu treten, ob die durch drahtlose Telegraphie vom Ozean übermittelten Witterungsbeobachtungen für die ausübende Witterungskunde in Europa mit Erfolg verwendet werden könnten. (Das amerikanische Wetterbureau benutzte schon seit mehreren Jahren Witterungsnachrichten von Schiffen vom Atlantischen Ozean zur Vervollständigung der Wetterkarten.) Es wurde der Beschluß gefaßt, zu diesem Zwecke dreimonatige Versuche gemeinsam mit der englischen Regierung zu unternehmen, und eine besondere Kommission[1]) eingesetzt, die die weiteren Vorbereitungen hierzu treffen sollte.

2. Erste Versuchsreihe vom 1. Februar bis zum 30. April 1909.

Als erste Versuchszeit wurden die Monate Februar, März und April im Jahre 1909 gewählt. Daran beteiligten sich alle mit Funkenapparaten ausgerüsteten Dampfer englischer Linien, sowie der Hamburg-Amerika-Linie und des Norddeutschen Lloyd, der deutschen Handelsflotte; diese gaben ihre Beobachtungen von 7 Uhr vormittags und 6 Uhr abends nach Greenwicher Zeit durch Funkenspruch an die Funkenstationen der Kanalküsten (Crookhaven, Malin Head und Lizard) ab. Als Beobachtungsgebiet wurde der Teil des Atlantischen Ozeans zwischen dem 10 und 45^0 w. L. und zwischen dem 40 und 60^0 n. Br. vorgesehen. Von den Funkenstationen wurden diese Nachrichten unmittelbar an das Meteorologische Institut in London, die Deutsche Seewarte in Hamburg und das Meteorologische Observatorium in Aachen weitergegeben. Derartige Telegramme enthielten Position des Schiffes, Zeit der Beobachtung, Barometerstand, Windrichtung und -stärke, ferner bei den deutschen Schiffen den Tag der Beobachtung, bei den englischen noch Angaben über Bewölkung und Niederschlag. Diese Beobachtungen wurden in zwei fünfstelligen Zahlengruppen zusammengestellt, und zwar bei den deutschen Schiffen nach dem Schema:

BBWWS PPPDD.

---

1) Diese Kommission setzte sich zusammen aus dem Direktor der Deutschen Seewarte, Konter-Admiral Herz, Vertretern derselben, dem Direktor des Kgl. Preuß. Meteorologischen Instituts, Geheimrat Prof. Dr. Hellmann, je einem Vertreter der Hamburg-Amerika-Linie und des Norddeutschen Lloyd sowie Referenten.



Hierbei gibt B B den Luftdruck in ganzen Millimetern an, W W die Windrichtung, S die Windstärke, P P P die Position des Schiffes und zugleich die Zeit (7 Uhr morgens bzw. 6 Uhr abends Gr. Z.), D D den Tag der Beobachtung [1]). Bei den Telegrammen der englischen Schiffe war die Chiffrierung gewählt:

P P P H X   B B B W′ W′.

Hierbei bedeutet P P P die Position des Schiffes, H die Beobachtungszeit, X den Himmelszustand, B B B den Barometerstand in Hundertstel Zoll und W′ W′ gibt zugleich Windrichtung und Windstärke an [2]). Insgesamt liefen in der Zeit vom 1. Februar bis zum 1. Mai etwa 1800 Funkentelegramme mit Witterungsbeobachtungen vom Atlantischen Ozean ein, also durchschnittlich etwa 20 Telegramme täglich.

Viele der eingesandten Telegramme kamen indessen zu spät an, um für die ausübende Witterungskunde (s. w. u.) mit Erfolg benutzt werden zu können. Solange die Schiffe sich noch in der Nähe der europäischen Küste befanden und die Beobachtungen vom Schiffe unmittelbar den Funkenstationen übermittelt werden konnten, erforderte dies nur eine Zeitdauer von 2 bis 3 Stunden. Da die Schiffe mit schwächeren Funkenapparaten als die Funkenstationen auf dem Lande ausgerüstet sind, deren Reichweite etwa 300 bis 500 km ist, so vermögen sie nur bis zu dieser Entfernung Telegramme zu senden, während sie von den starken Funkenstationen an den Kanalküsten (Clifden, Poldhu) auf mehr als 3000 km Entfernung Funkensprüche empfangen

---

1) Beispiel: Telegramm des Dampfers „Kaiser Wilhelm II.“ (Ankunft in Aachen 27./3. 8^{42}a):

55161   70726

dies bedeutet:

Beobachtungszeit	26. März 1909, 6p
Position des Schiffes . .	22—23° w. L.
	48—49° n. Br.
Barometerstand	755, Wind S 1.

2) Beispiel: Telegramm des Dampfers „Mauretania“ (Ankunft in Aachen 1./3. 11^{35}p):

37062   99506

dies bedeutet:

Beobachtungszeit	1. März 1909, 6p
Position des Schiffes . .	17—18° w. L.
	50—51° n. Br.
Barometerstand	760, 7 m, Wind: NNE 12
Wetter	halbbedeckt

können[1]). Es war daher eine erheblich längere Zeit zur Beförderung der Telegramme notwendig, wenn das Schiff sich über 300 bis 500 km von der Küste entfernt hatte, da die Telegramme dann über andere Schiffe zur Küste befördert werden mußten. Die von Amerika her ankommenden Schiffe erhielten unterwegs von den ihnen begegnenden Dampfern deren Beobachtungen und übermittelten diese sowie ihre eigenen Beobachtungen während der Fahrt den Funkenstationen, sobald sie mit diesen Verbindung erhielten. Hierdurch verzögerten sich die Telegramme; sie trafen vielfach erst mehrere Tage nach dem Anstellen der Beobachtung ein, und zwar um so später, je weiter der Ort der Beobachtung von der Küste entfernt war.

Für die ausübende Witterungskunde sind derartige Telegramme nur dann von Wert, wenn sie möglichst bald nach Anstellen der Beobachtung vorliegen, und Telegramme, die 48 Stunden nach diesem Termine ihren Bestimmungsort noch nicht erreicht haben, erfüllen im allgemeinen ihren Zweck nicht. Es zeigte sich nun, daß die Beobachtungen von Orten westlich des 30. Längengrades bedeutend längere Zeit unterwegs waren als 48 Stunden; von der Mitteilung dieser Nachrichten konnte daher abgesehen werden. Nicht allein waren diese für praktische Zwecke geradezu wertlos, sondern es erlitten auch durch dieselben, da sie stets in großer Zahl gleichzeitig eintrafen, die übrigen Telegramme erhebliche Verspätungen.

3. Zweite Versuchsreihe im August und September 1909.

Es lag daher der Wunsch nahe, noch eine zweite Versuchsreihe anzustellen, wobei gemäß den Erfahrungen beim ersten Versuche das Beobachtungsgebiet auf den Teil des Ozeans vom 10 bis 30° w. L. beschränkt wurde. Telegramme, die 48 Stunden nach Anstellen der Beobachtungen bei den Funkenstationen noch nicht vorlagen, sollten ebenfalls von diesen nicht mehr telegraphisch weitergegeben werden. Auch wurde die Chiffrierung auf Grund der Ergebnisse der ersten Versuchszeit verbessert. Bei den englischen Schiffen wurde in einer dritten Zahlengruppe das Beobachtungsdatum mitgeteilt. Auch die Telegramme der deutschen Schiffe wurden nach einem neuen Schlüssel abgegeben, nämlich nach dem Schema B B W′ W′ D. Hierbei gibt B B den Barometerstand an, W′ W′ Windrichtung und gleichzeitig Wind-

3) So sind im Jahre 1908 gelegentlich der von Referenten angestellten Versuche auf dem Ozean von Clifden aus Funkentelegramme mit Witterungsbeobachtungen auf mehr als 3000 km Entfernung aufgenommen worden.



stärke, D die Einerziffer des Beobachtungstages, PPP die Position des Schiffes und die Beobachtungszeit, N N den Namen des Schiffes. Als Zeit wurden die Monate August und September angesetzt, und zwar mit Rücksicht darauf, daß dann die Zahl der verkehrenden Schiffe am größten ist und hierdurch eine möglichst schnelle Weiterbeförderung der Telegramme gewährleistet werden konnte. Beobachtungszeit und Funkenstationen waren die gleichen wie bei der ersten Versuchsperiode.

Insgesamt liefen in den Monaten August und September 900 Funkentelegramme ein, also durchschnittlich 15 Telegramme täglich. Diese Zahl war indessen für die einzelnen Tage sehr verschieden und hing für jeden einzelnen Tag hauptsächlich davon ab, wie viele Schiffe von Amerika her in die Nähe der europäischen Küste kamen und Verbindung mit den Funkenstationen erhielten. Da in den letzten Tagen der Woche, Freitags, Samstags und Sonntags, die Zahl der Schiffe, welche die europäische Küste erreichen, am größten ist, so ging an diesen Tagen stets eine weit größere Anzahl von Telegrammen ein als an den übrigen Wochentagen. Auf die einzelnen Beobachtungstermine verteilten sich die Telegramme ziemlich gleichmäßig; es lagen gewöhnlich von jedem Termine 6 bis 7 Beobachtungen vor.

4. Ergebnisse dieser Versuche.

Hinsichtlich des Eintreffens der Telegramme sind gegen die erste Versuchsperiode erhebliche Fortschritte zu verzeichnen. Fast ausnahmslos trafen die Beobachtungen von dem in Frage kommenden Gebiet innerhalb 48 Stunden nach Anstellen der Beobachtung ein. Nur die Telegramme von den nördlicher gelegenen Schiffahrtsstraßen gingen weniger pünktlich ein; dies ist wohl darauf zurückzuführen, daß auf diesen Linien der Verkehr weniger rege ist. Indessen sind gerade Beobachtungen von diesen Teilen des Ozeans für die ausübende Witterungskunde von größerem Werte, weil sie den barometrischen Zugstraßen näher liegen. Auch die Zahl der bis zur Abwickelung des täglichen Wetterdienstes, also bis 11 Uhr vormittags, von demselben Morgen und vom vorhergehenden Abend vorliegenden Telegramme, die für die ausübende Witterungskunde am wertvollsten sind, erfuhr im Vergleich zur ersten Versuchsperiode eine erfreuliche Zunahme. Insbesondere vom vorhergehenden Abend lagen, abgesehen von 2 Tagen, täglich bis 11 Uhr vormittags Beobachtungen vor, und zwar durchschnittlich an jedem Tage 3. An 7 Tagen waren bis 11 Uhr je 6, in 2 Fällen sogar je 8 Telegramme vom vorhergehenden Abend ein-

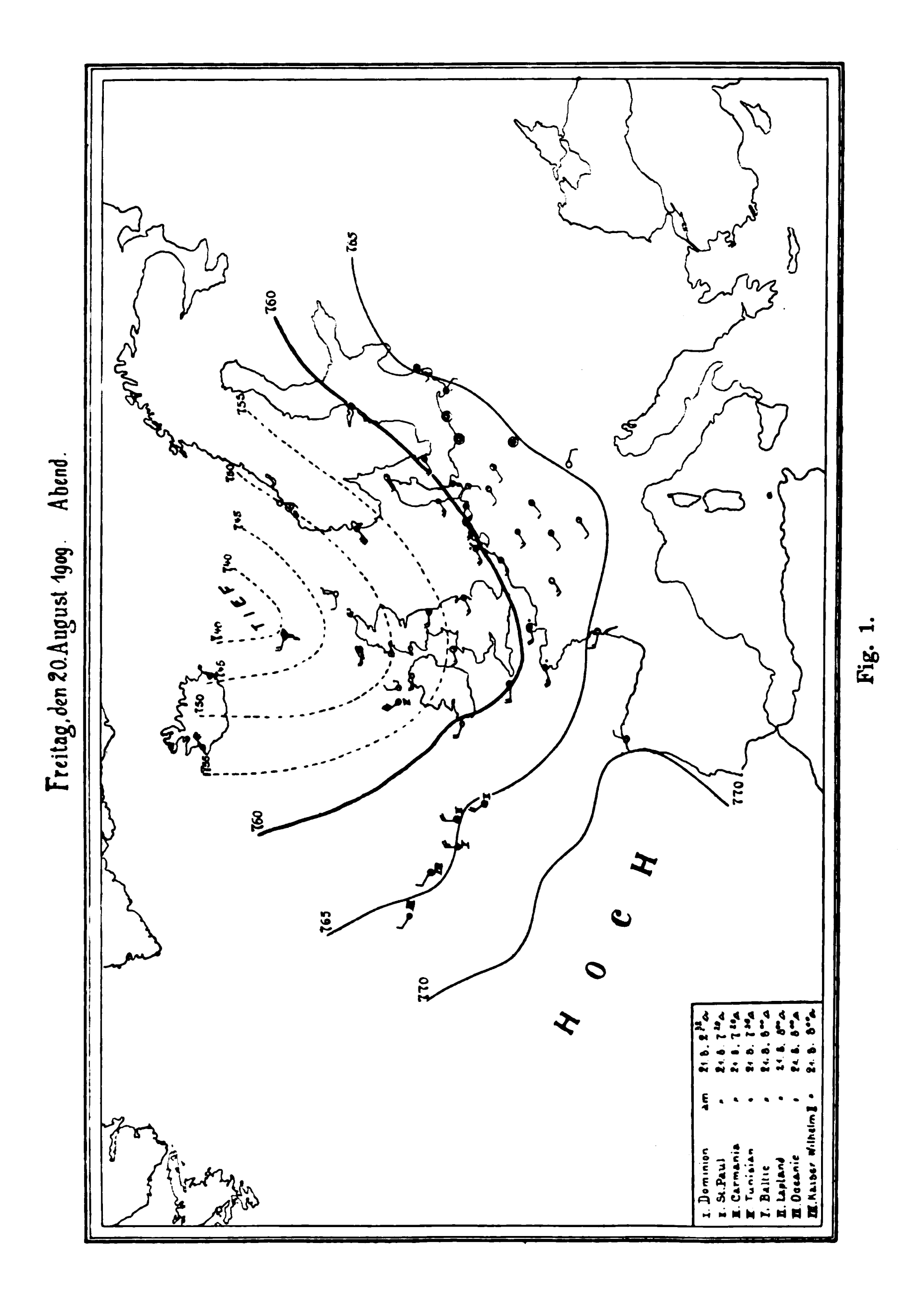

Freitag, den 20. August 1909. Abend.
TIEF
HOCH
755
760
765
770
Dominion
St. Paul
Carmania
Tunisian
Baltic
Lapland
Oceanic
Kaiser Wilhelm

Fig. 1.

gelaufen. So lagen beispielsweise am 21. August die sämtlichen 8 eintreffenden Telegramme vom vorhergehenden Abend schon um 8 Uhr morgens vor, so daß sich an diesem Tage eine vollständige Wetterkarte der östlichen Teile des Ozeans vom vorhergehenden Abend entwerfen ließ (Fig. 1).

Weiter erweist sich die bei der zweiten Versuchsperiode gewählte Chiffrierung gegen die frühere als vorteilhaft, da bei den Telegrammen der englischen Schiffe Zweifel über das Beobachtungsdatum nicht mehr entstehen konnten. Da der Name des Schiffes auch im Kopf der Telegramme stets angegeben ist, so erscheint es weniger wichtig, denselben auch noch in den Text mit aufzunehmen, wie dies bei den Telegrammen der deutschen Schiffe geschah; zweckmäßiger würde es zweifellos sein, die bei Weglassung des Schiffsnamens frei werdenden Ziffern zu einer genaueren Angabe des Barometerstandes (in zehntel Millimetern) zu verwenden. Im übrigen waren von den eingehenden Beobachtungen verhältnismäßig nur wenige fehlerhaft und infolgedessen unbrauchbar.

5. Verarbeitung des Materials.

Die sämtlichen einlaufenden Beobachtungen wurden in die betreffenden Morgen- und Abendwetterkarten (diese umfassen den europäischen Kontinent und den Atlantischen Ozean) eingetragen, die außerdem noch durch Aufnahme der meteorologischen Beobachtungen von Reykjavik (Island), Coruna (Spanien) und der Stationen auf den Azoren ergänzt wurden. Diese Karten wurden von Tag zu Tag auf Grund der eingehenden Telegramme weiter vervollständigt. Hierdurch war es möglich, die Luftdruckverteilung auf den östlichen Teilen des Atlantischen Ozeans zu übersehen und die Wetterkarte Europas hierauf auszudehnen. Durch diese Erweiterung des Kartenbildes ließ sich unter Berücksichtigung der aufeinander folgenden Wetterkarten der letzten Tage die Entwickelung der Wetterlage von Tag zu Tag bedeutend besser verfolgen, wie dies die beigefügten drei Karten (Fig. 2—4) zeigen. Die Beobachtungen von demselben Morgen wurden, soweit dieselben bis 11 Uhr vorlagen, auch in die gedruckten täglichen Wetterkarten eingetragen. Letztere Telegramme sind für die ausübende Witterungskunde, wenn sie spätestens 11 Uhr vorliegen, von der größten Bedeutung. Bekanntlich wickelt sich der tägliche Wetterdienst zwischen $9\frac{1}{2}$ bis 11 Uhr ab; die Vorhersage wird spätestens bis 11 Uhr vormittags täglich ausgegeben.

In mehreren Fällen war es auf Grund der Schiffstelegramme möglich, die Lage und Ausdehnung eines Tiefdruckgebietes genauer zu

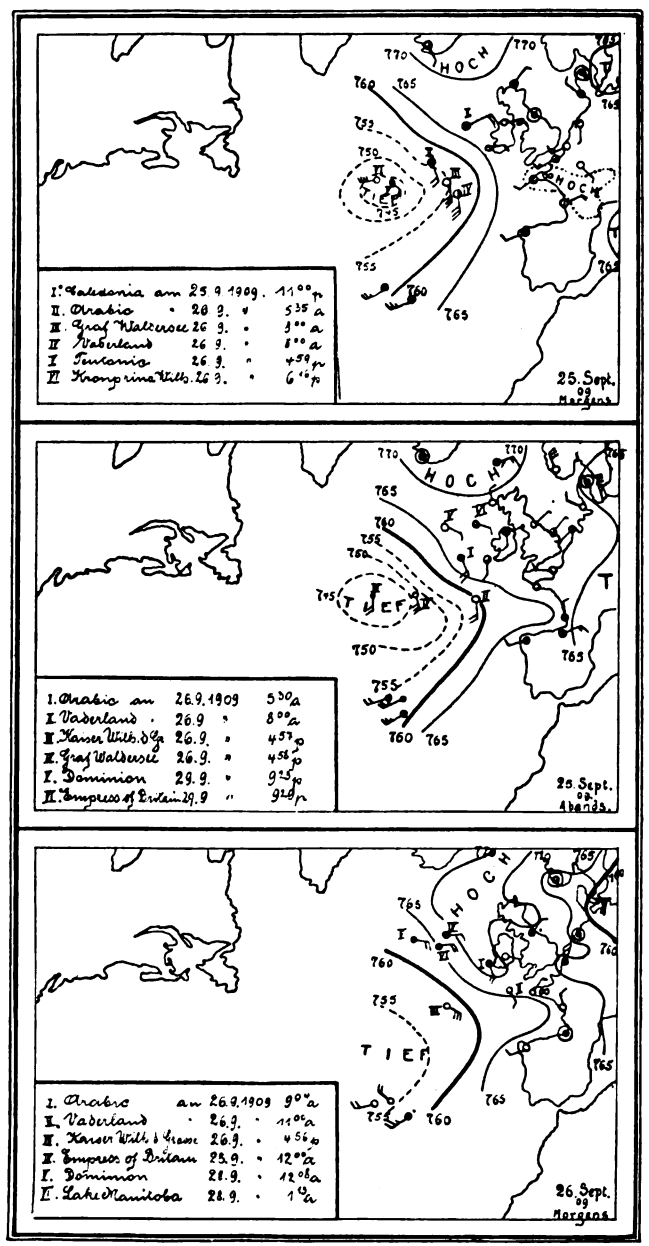

HOCH
TIEF
770
765
760
755
750
Arabic 26.9.1909
Vaderland 26.9.
Graf Waldersee 26.9.
Dominion
Empress of Britain
Lake Manitoba
25. Sept. 09 Morgens
25. Sept. 09 Abends
26. Sept. 09 Morgens

Fig. 2—4.

erkennen und dementsprechend die Vorhersage zutreffender zu gestalten. So war beispielsweise das Morgentelegramm des Dampfers „Kaiserin Auguste Viktoria" der Hamburg-Amerika-Linie vom 27. März 1909 für die Vorhersage besonders wertvoll, da es erkennen ließ, daß das vom Ozean herannahende Tiefdruckgebiet sich ziemlich weit südlich erstreckte; auf Grund dieses Schiffstelegramms konnte man daher zu dem Schluß kommen, daß dieses Tief schon am folgenden Tage die Wetterlage des Dienstbezirkes beeinflussen würde, was auch tatsächlich der Fall war (Fig. 5). Auch die Telegramme vom vorhergehenden Abend, die, wie schon erwähnt, gewöhnlich in größerer Zahl bis 11 Uhr morgens vorlagen, konnten in vielen Fällen mit Erfolg benutzt werden. Leider büßten diese während der zweiten Versuchsperiode sehr viel von ihrem Werte ein, da es während eines großen Teils derselben nicht möglich war, die Abendbeobachtungen der europäischen Stationen schon am nächsten Morgen zu erhalten. Letztere gehen nämlich nur während des Winterhalbjahres vom 16. September bis 30. April bei der deutschen Seewarte an demselben Abend ein und können nur dann rechtzeitig verbreitet werden. Bei Erweiterung des wettertelegraphischen Netzes auf dem Atlantischen Ozean muß daher unbedingt angestrebt werden, daß außer der Morgenwetterkarte auch eine solche vom vorhergehenden Abend für den Wetterdienst stets vorliegt. Der Entwurf einer derartigen Wetterkarte erweist sich überhaupt für die Beurteilung der Wetterlage von großem Werte; so wird beispielsweise in den Vereinigten Staaten eine solche Karte regelmäßig angefertigt.

Wenn auch bei den letzten Versuchen infolge des regeren Schiffsverkehrs in der Sommerzeit die Wettertelegramme vom Ozean pünktlicher eintrafen, so sind dieselben doch in der Winterzeit für die ausübende Witterungskunde weit wertvoller als im Sommer. Im Sommer ist nämlich die Entwickelung der Wetterlage auf dem Kontinent selbst mehr von Bedeutung (lokale Gewitter); im Gegensatze hierzu sind in der Winterzeit Nachrichten von Westen her, von den östlichen Teilen des Atlantischen Ozeans, von größtem Interesse, da auf dem Ozean die Tiefdruckgebiete ihren Ursprung nehmen und sich in der Winterzeit schneller nach Europa bewegen.

6. Zusammenfassung der Ergebnisse beider Versuchsreihen.

Die im Jahre 1909 angestellten Versuche in der Übermittelung von Witterungsnachrichten durch drahtlose Telegraphie haben zu folgenden Ergebnissen geführt:

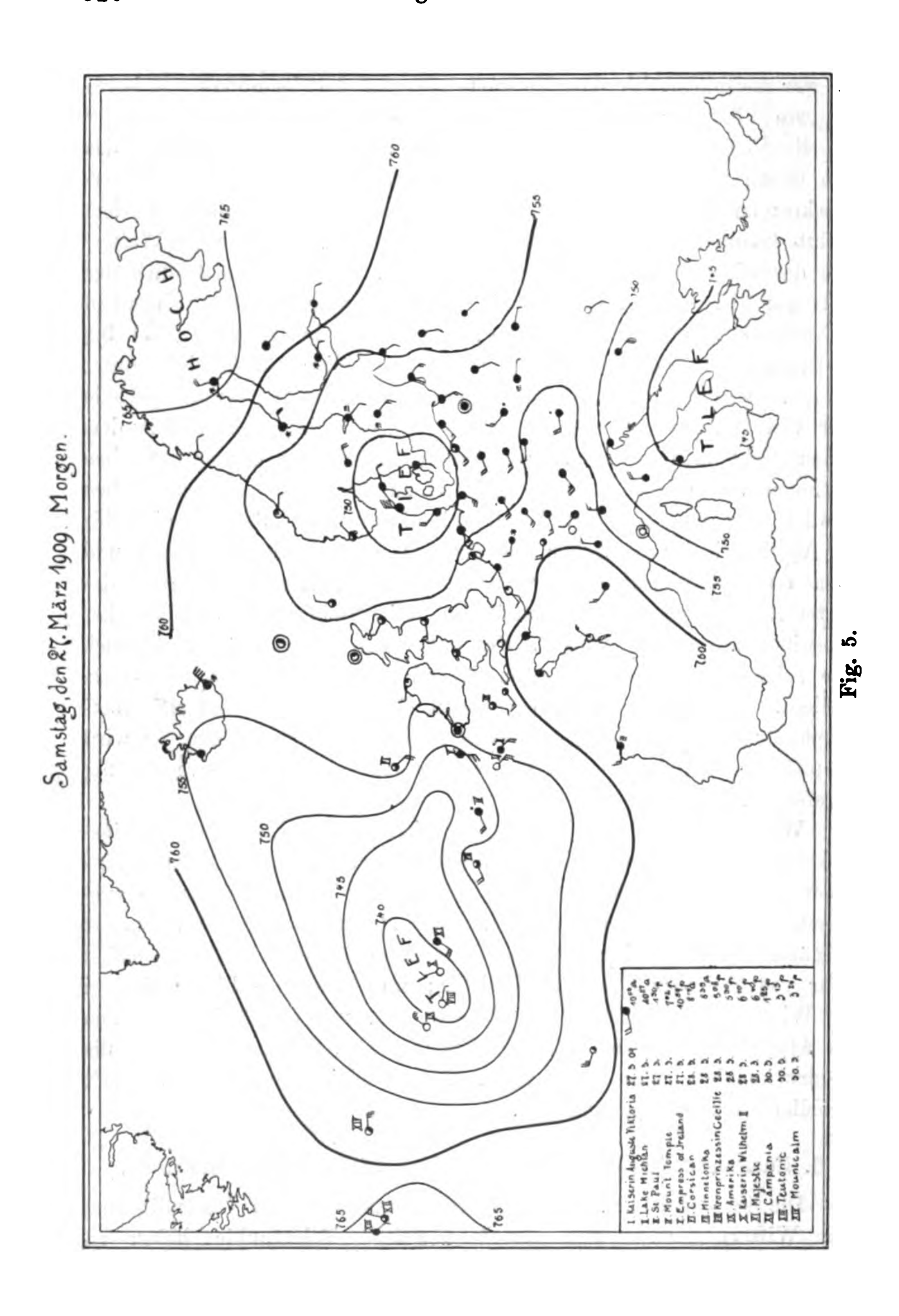


Fig. 5.

1. Die Übermittelung der Beobachtungen vom Ozean durch drahtlose Telegraphie bei Anwendung eines Zifferkodes erwies sich im allgemeinen als zuverlässig.

2. Die Beobachtungen von demselben Morgen kamen bis zu etwa 300 km von der englischen Küste entfernt noch so rechtzeitig an (bis 11 Uhr morgens), daß sie für den Wetterdienst benutzt werden konnten; die Beobachtungen vom vorhergehenden Abend lagen gewöhnlich in größerer Zahl bis zu dieser Zeit vor, und zwar mitunter aus Entfernungen bis zum 28° w. L. (1200 km).

3. Die Abendwetterkarte ist für den Wetterdienst, wenn sie auf die östlichen Teile des Atlantischen Ozeans ausgedehnt wird, von großem Wert; es ist daher anzustreben, daß bei Erweiterung des wettertelegraphischen Netzes auf den Ozean stets eine genaue Wetterkarte vom vorhergehenden Abend für den Wetterdienst vorliegt.

4. Für die Ausdehnung der Wetterkarten nach Westen genügt das Gebiet des Ozeans bis zum 30° w. L.

5. Im allgemeinen laufen während der Sommerzeit, des regeren Schiffsverkehrs wegen, mehr Nachrichten ein und dieselben kommen auch pünktlicher an; indessen sind in der Winterzeit, wo die Tiefdruckgebiete schneller vom Ozean nach Europa heranrücken, die funkentelegraphischen Nachrichten weit wertvoller als in der Sommerzeit.

6. In mehreren Fällen konnten durch Erweiterung der Wetterkarten auf den Atlantischen Ozean die Vorhersagen verbessert werden, auch war es durch Ergänzung der Wetterkarten nach Westen mit Hilfe der Funkentelegramme stets möglich, die Wetterlage besser zu übersehen.

Meteorologisches Observatorium Aachen, im Februar 1910.

(Eingesandt 5. Februar 1910.)

Demonstrationsapparate für drahtlose Telephonie.

I. Allgemeines.

Das Interesse, welches die drahtlose Nachrichtenübermittelung durch ihre Bedeutung für den Verkehr hat, ist vielleicht noch gesteigert worden durch die Möglichkeit einer drahtlosen Sprachübertragung. Um diese zu zeigen und das Studium der hierbei auftretenden Erscheinungen zu erleichtern, sind von der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H., Berlin, die nachstehend beschriebenen Apparate konstruiert worden. Mit ihnen ist eine Musik- und Sprachübertragung auf eine Entfernung von

zirka 50 m zu erzielen. Bei Verwendung längerer und höherer Luftleiter kann diese Entfernung bedeutend vergrößert werden.

Die Apparate werden in zwei Ausführungen hergestellt. Die einfachere Ausführung besteht aus zwei Stationen, von welchen eine

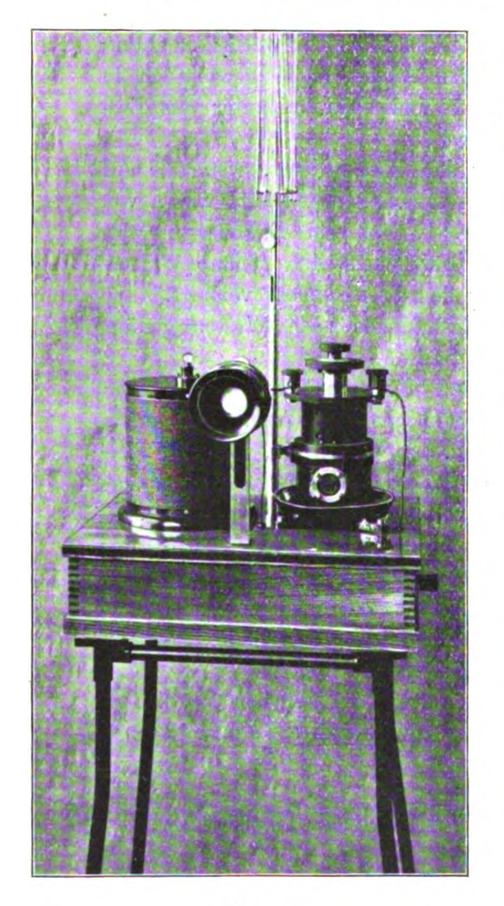


Fig. 1.

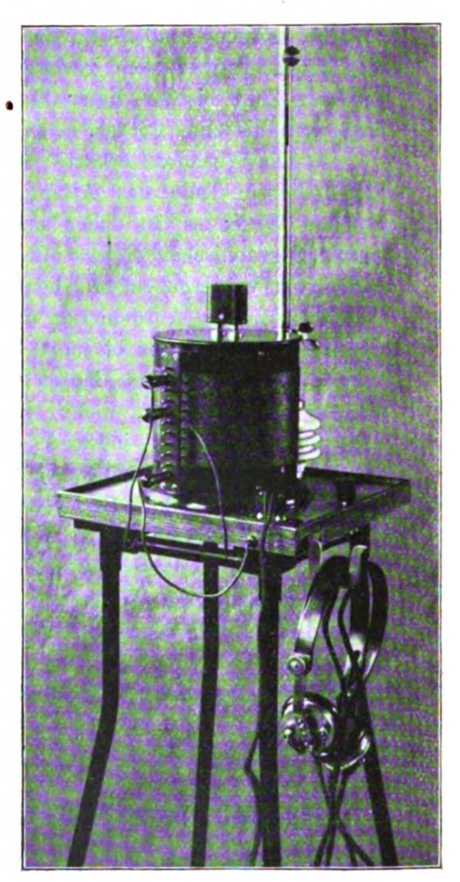


Fig. 2.

senden und die andere empfangen kann, zwischen welchen also ein einseitiger Verkehr möglich ist. Die vollständigere Ausführung ermöglicht einen gegenseitigen Verkehr. Sie besteht aus zwei Stationen, von welchen jede sprechen und hören kann.

Die Fig. 1 u. 2 zeigen eine Station für einseitigen Verkehr.

Die Sendestation (Fig. 1) befindet sich auf einem polierten Eschenholzkasten von ca. 37 × 30 cm Fläche und 10 cm Höhe. Sie besteht aus dem Generator für kontinuierliche elektrische Schwingungen, der

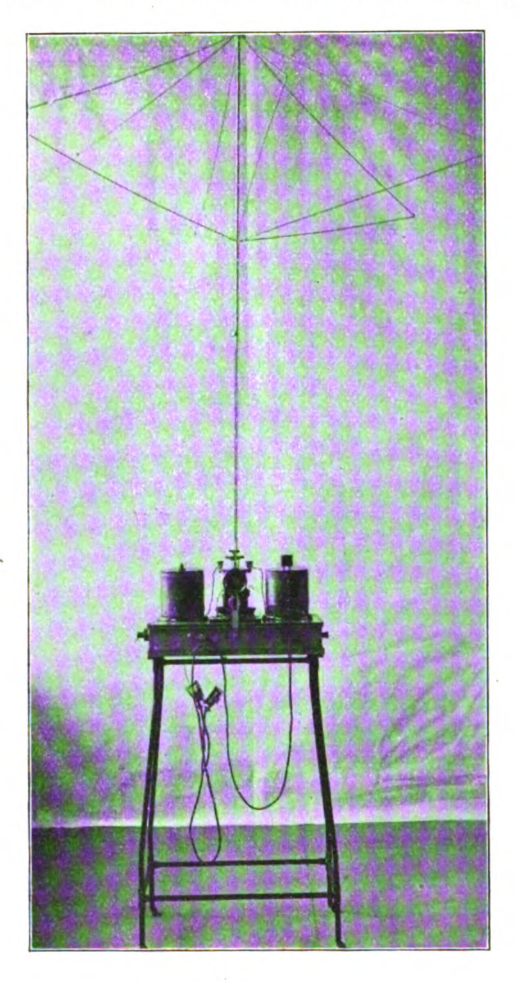


Fig. 3.

Senderspule und dem Mikrophon. Im Inneren des Kastens, welcher auf einem fahrbaren eisernen Gestell befestigt ist, befinden sich die Leidener Flaschen und die Drosselspulen. Die Empfangsstation (Fig. 2) ist auf einem polierten Eschenholzbrett von 25 × 23 cm montiert. Sie besteht aus Empfangsspule, Detektor und Doppelkopftelephon.

Die Gesamtansicht einer Station für gegenseitigen Verkehr mit aufgespannter Antenne zeigt Fig. 3. Auf einem polierten Kasten aus Eschenholz von ca. 55 × 30 cm Fläche und 10 cm Höhe sind Sender und Empfänger vereinigt (siehe Fig. 4). Im Inneren des Kasten be-

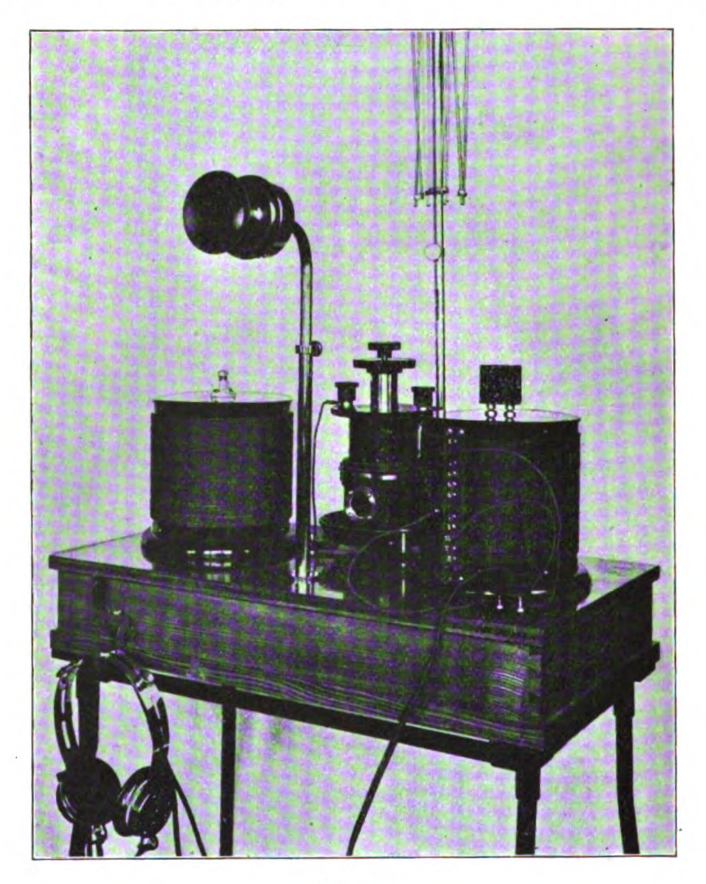


Fig. 4.

finden sich die Leidener Flaschen, die Drosselspulen und der automatische Hauptschalter. Der Deckel des Kastens ist aufklappbar. Die Apparate sind daher überall zugänglich und ihre Schaltung ist an allen Stellen leicht zu verfolgen (Fig. 5).

Der Apparatekasten sitzt ebenso wie bei der Station für einseitigen Verkehr auf einem mit Rollen versehenen eisernen Gestell von

ca. 90 cm Höhe. Man ist daher in der Lage, jede Station für sich inklusive Antenne ohne Mühe überallhin zu transportieren.

Bei beiden Arten von Stationen sind die Kästen mit Flügelschrauben auf dem Gestell befestigt und ohne weiteres herunterzunehmen. Die hauptsächlichsten Teile der Station, wie Generator, Mikrophon, Antenne usw. sind ebenfalls leicht abzunehmen und für sich zu verwenden. Man kann daher mit den Apparaten die verschiedensten

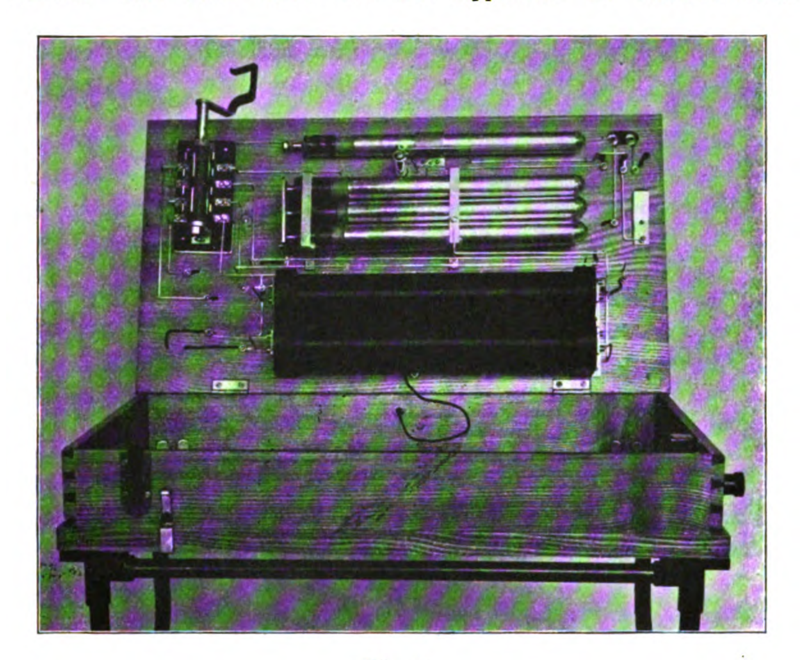


Fig. 5.

Versuche anstellen. Es sind ebenso einfach die Prinzipien der drahtlosen Nachrichtenübermittelung zu zeigen, wie Teslaversuche und vieles andere aus dem Gebiete der schnellen elektrischen Schwingungen.

II. Schaltung.

Aus der Fig. 6 ist die bei den Stationen für einseitigen und für gegenseitigen Verkehr verwendete Schaltung ersichtlich.

Den Verlauf der Leitungen bei den Stationen für gegenseitigen Verkehr zeigt Fig. 7. Von dem Stöpselkontakt geht der Gleichstrom durch eine Drosselspule an den Lichtbogengenerator, zu welchem

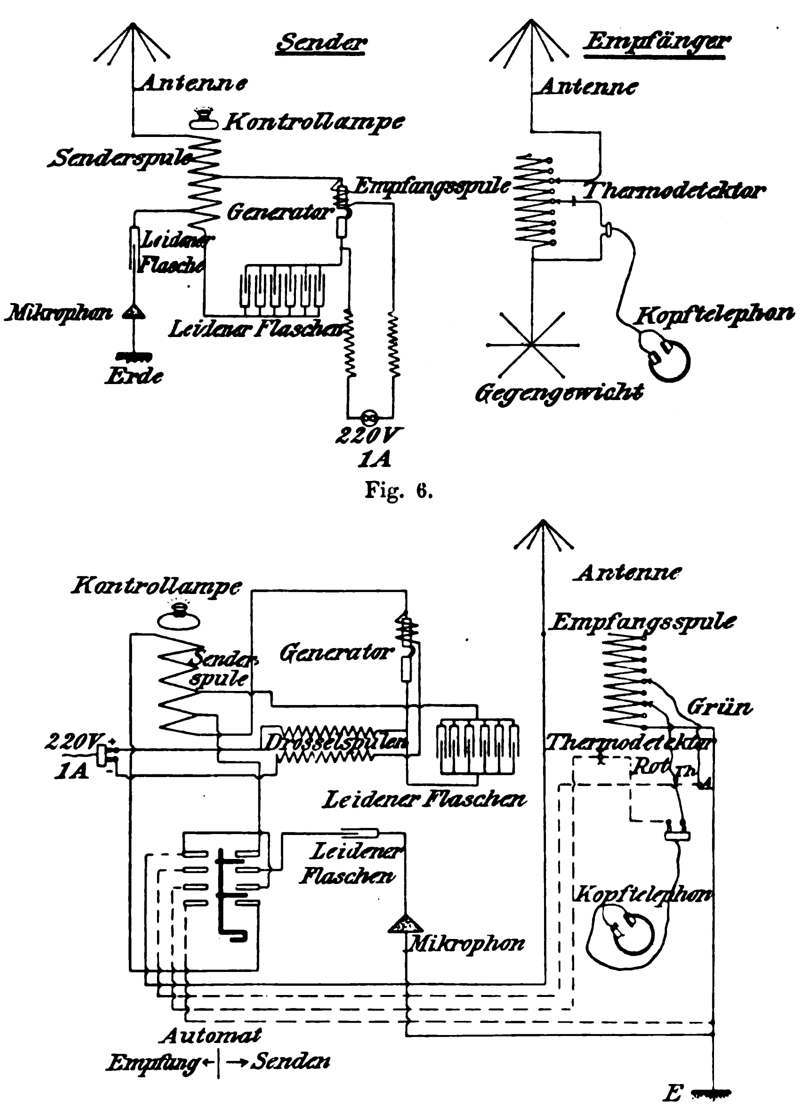


Fig. 6.

Fig. 7.

parallel ein aus Selbstinduktion (Senderspule) und Kapazität (Leidener Flaschen) gebildeter Schwingungskreis liegt. Von der Senderspule, an deren oberen Ende die Antenne angeschlossen ist, geht eine Abzweigung

über eine Leidener Flasche und das Mikrophon nach der Erde. Der Generatorschwingungskreis ist also mit dem Luftleiter galvanisch gekoppelt.

Durch Umlegen eines Schalters (Automat), welcher in der Fig. 7 in Sendestellung gezeichnet ist, wird der Empfangskreis eingeschaltet. Er besteht aus der Empfangsspule, dem Thermodetektor (Zelle) und einem Doppelkopftelephon. Alle drei Apparate sind hintereinander geschaltet. Ein Teil der Empfangsspule liegt in der Antenne. Die Koppelung ist also auch hier galvanisch.

III. Apparatur.

Die Apparatur für die Stationen zum einseitigen Verkehr ist die gleiche wie die für die Stationen zum gegenseitigen Verkehr. Es soll daher nur die Apparatur letzterer Stationen beschrieben werden.

a) Sender.

Der Sender setzt sich aus folgenden Teilen zusammen.

Die Drosselspulen sind aus Emailledraht gewickelt. Sie befinden sich im Inneren des Kastens, auf welchem die einzelnen Apparate montiert sind (siehe Fig. 5).

Der Generator repräsentiert ein neues Verfahren der Erzeugung kontinuierlicher elektrischer Schwingungen.

Der Generator, welcher in Fig. 8 abgebildet ist, arbeitet mit einem Lichtbogen. Der Lichtbogen brennt zwischen zwei Kohleelektroden von eigentümlicher Form. In Fig. 9 u. 10 sind verschiedene Elektrodenformen wiedergegeben.

Die Elektroden bestehen in beiden Fällen aus Röhren, deren Enden konisch verlaufen.

In Fig. 9 ragt die obere Elektrode etwas in die untere hinein. Der Lichtbogen entsteht an der Stelle der geringsten Elektrodenentfernung und wird durch die erwärmte Luft nach außen getrieben. Dort wird er infolge der Elektrodenform verlängert und schließlich zum Abreißen gebracht.

Der Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, daß man ohne besondere Blasevorrichtungen oder Blasmagnete ungedämpfte elektrische Schwingungen von hoher Konstanz erzielen kann. Durch Verwendung von Spiritus oder einer anderen leicht verdampfbaren Flüssigkeit, welche die untere Elektrode umgibt und durch ihre Verdampfung eine zusätzliche Blaswirkung auf den Lichtbogen ausübt, kann die Wirkung noch weiter gesteigert werden.

Um einen gleichmäßigen Abbrand der Elektroden zu erzielen, welcher für die Konstanz der Schwingungserzeugung sehr wichtig ist, rotiert der Lichtbogen elektromagnetisch (D. R. P. Nr. 199489). Zu diesem Zwecke befindet sich der Lichtbogen in einem Magnetfeld, dessen Kraftlinien senkrecht stehen zur Richtung des Lichtbogens. Das Magnetfeld wird von einer Spule erzeugt, welche den oberen Teil des Generators bildet.

Durch die Rotation des Lichtbogens wird auch ferner die durch die Elektroden hervorgerufene Unterbrecherwirkung gesteigert. Denn

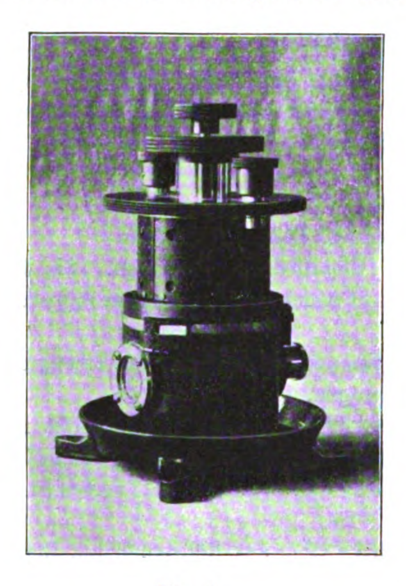


Fig. 8.

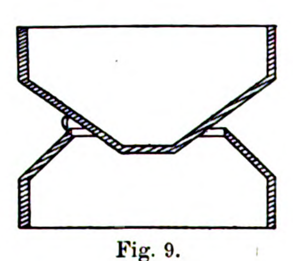


Fig. 9.

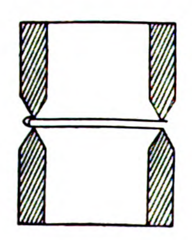


Fig. 10.

infolge der Zentrifugalkraft hat der Lichtbogen das Bestreben, sich nach außen zu biegen.

Die Zündung des Generators geschieht automatisch. Die Spule, welche das Feld für die Rotation des Lichtbogens erzeugt, dient gleichzeitig als Zündspule. Sie ist in Reihe mit den Lichtbogenelektroden geschaltet. Ist der Generator stromlos, so berühren sich die Elektroden, wird ihm Strom zugeführt, so wird die obere Elektrode, welche größtenteils aus magnetischem Material besteht, in die Spule gezogen und der Lichtbogen entsteht. Durch Drehen am Kopfe der Elektrode kann jede beliebige Lichtbogenlänge eingestellt werden.

Die Anordnung der Zündung erleichtert außerordentlich die Be-

dienung des Generators. Löscht der Lichtbogen aus, z. B. durch zu große Energieentziehung oder zu geringe Primärstromstärke, so äußert sich dieses in einem „Klopfen" der Zündelektrode. Die Elektrode fällt herunter, der Strom wird geschlossen, die Elektrode wird wieder in die Spule gezogen und so fort. Der Generator signalisiert also automatisch einen Fehler in seiner Bedienung.

Ein Knopf, welcher sich am oberen Ende der Elektrode befindet, gibt auch die Möglichkeit, den Generator von Hand zu zünden. Der obere aus Zündspule und Zündelektrode bestehende Teil des Generators ist mit dem unteren durch einen Bajonettverschluß verbunden. Durch eine Drehung des oberen Teiles um 120° kann man ihn von dem unteren abheben und so in einfachster Weise das Innere des Generators kontrollieren, neue Elektroden einsetzen und Spiritus nachfüllen.

Der untere Teil besteht aus einem gußeisernen Gefäß, welches in seiner Mitte die andere Elektrode trägt. Auf der Vorderseite ermöglicht ein Glimmerfenster die Kontrolle des Lichtbogens bei geschlossenem Generator.

Dem Glimmerfenster gegenüber ist ein Ventil angebracht zum etwa nötigen Druckausgleich.

Das Gesamtgewicht des Generators beträgt 3,5 kg.

Die Erregerselbstinduktion besteht aus Kupferlitze, deren Einzeldrähte sorgfältig voneinander isoliert sind. Sie ist auf einen Preßspanzylinder gewickelt und nachträglich mit einem nicht hygroskopischen Lack getränkt.

Mit der Senderspule sind induktiv einige Windungen Kupferdraht gekoppelt, welche in Reihe mit einer Glühlampe liegen. Sowie Schwingungen erzeugt werden, welche ja auch die Sendespule durchfließen, leuchtet die Glühlampe auf.

Auf diese Weise ist eine Kontrolle möglich erstens, ob Schwingungen erzeugt werden und zweitens, welche Intensität sie besitzen.

Die Leidener Flaschen (siehe Fig. 5) haben eine Gesamtkapazität von 3000 cm. Es sind 6 Stück vorhanden.

Das Mikrophon ist ein Starkstrommikrophon. Es ist in der Höhe verstellbar und kann leicht ausgewechselt werden.

b) Empfänger.

Die Empfangsspule besteht aus Litze, welche fein unterteilt und auf einen Preßspanzylinder gewickelt ist. Alle zehn Windungen ist eine Abzweigung gemacht und zu Stöpseln geführt; es sind 13 Stöpsel vorhanden. Mit Hilfe von zwei Stöpselbuchsen kann man

die nötigen Abstimmungen vornehmen. Die Leitungen, welche zu diesen zwei Buchsen führen, sind in Hartgummidurchführungen nebeneinander angeordnet. Die grün umsponnene Leitung verbindet die Spule mit der Antenne, die rote mit dem Thermodetektor und dem Doppelkopftelephon.

Der Thermodetektor, welcher auf der Empfangsspule sitzt, hat die Form eines zweipoligen Stöpsels. Er ist regulierbar und kann ohne weiteres ausgewechselt werden. Er ist ziemlich unempfindlich gegen Erschütterungen und praktisch unabhängig von Temperaturschwankungen.

Die Telephone haben einen hohen Widerstand. Die Membrane und der die Telephone verbindende Bügel ist verstellbar.

c) Antenne.

Die Antenne besteht aus einem starkvernickelten schirmartigen Gestell, welches leicht zusammenzulegen und aufstellbar ist. Zusammengelegt hat es eine Höhe von 133 cm, aufgestellt eine Höhe von 240 cm und einen Durchmesser von 165 cm. Die Antenne ist durch einen Rillenisolator aus Porzellan von dem eisernen Gestell der Station isoliert.

Im Gegensatz zur drahtlosen Telegraphie ist die Einführung der drahtlosen Telephonie aus dem Laboratorium in die Praxis außerordentlich langsam erfolgt. Ja, man kann sagen, daß die Anfänge hierzu, obgleich die Laboratoriumsarbeit unmittelbar nach der Erfindung Poulsens, also seit vier Jahren, einsetzte, speziell in Deutschland recht bescheiden sind.

Es scheint so, als ob man die Bedeutung der drahtlosen Telephonie unterschätzt und als ob alle Versuche auf diesem Gebiete lediglich als erfolgreiche Laboratoriumsexperimente angesehen werden. Die Demonstrationsstationen sollen das Gegenteil durch die Einfachheit der Mittel und ihre Bedienung beweisen und leicht die Möglichkeit geben, sich von der Bedeutung der Radiotelephonie zu überzeugen. E.

(Eingesandt 15. März 1910.)

Staatliche Regelung der drahtlosen Telegraphie in Österreich[1]).

Eine Verordnung des österreichischen Handelsministeriums vom 7. Januar 1910 bestimmt, daß funkentelegraphische und -telephonische

1) Nach der Elektrot. Ztschr. 31, 200, 1910.

Anlagen im Gebiete der Monarchie, auf österreichischen Schiffen und auf Schiffen fremder Nationalität in österreichischen Territorialgewässern dem Telegraphenregal unterworfen sind. Zur Errichtung und zum Betriebe solcher Anlagen bedarf es der staatlichen Konzession. Auf Bordstationen finden die Bestimmungen des internationalen Funkentelegraphenvertrages von Berlin und des zugehörigen Reglements Anwendung. E.

(Eingesandt 29. März 1910.)

Der Fontanamast im Dienste der drahtlosen Telegraphie.

Einem Berichte des Herrn Alexander Siewert, Konstrukteur des Fontanamastes entnehmen wir folgendes:

Je höher die Empfangs- und Sendedrähte der Stationen für drahtlose Telegraphie über Erdboden aufgehängt werden, um so größer die Reichweite. Hieran wird sich wohl bis auf weiteres nichts ändern, trotz der immer wieder auftauchenden Nachrichten von Tausendkilometerstationen in der Westentasche mit dem Spazierstock als Antennenträger.

Von jeher war die Nachfrage nach schnell errichtbaren transportablen Masten von Höhen bis zu 35 m für militärische Stationen groß, die brauchbaren Konstruktionen bis vor kurzem aber recht spärlich. Das Bild hat sich in dem letzten Jahre wesentlich geändert, nachdem der Fontanamast eine gänzlich neue Idee in die gequälten Konstruktionen mit Stahlrohren nach dem Schachtelhalm- und Teleskopprinzip, mit Winkeleisen als Gittermaste und Nürnberger Scheren, gebracht hatte. Wie Pilze wachsen jetzt neue Formen hervor, aber mehr oder weniger müssen sie alle beim Rohr bleiben, so sehr sie sich auch bemühen die vorzüglichen Eigenschaften des Stahlbandes, wie

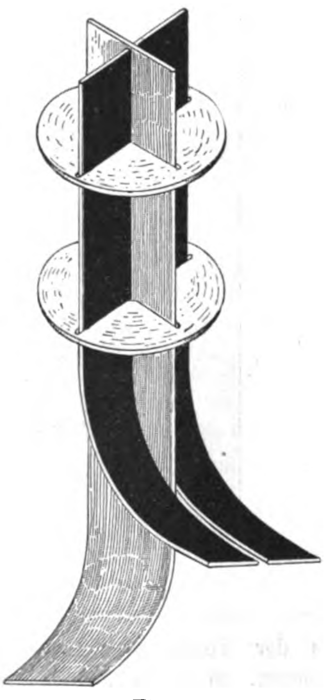


Fig. 1.

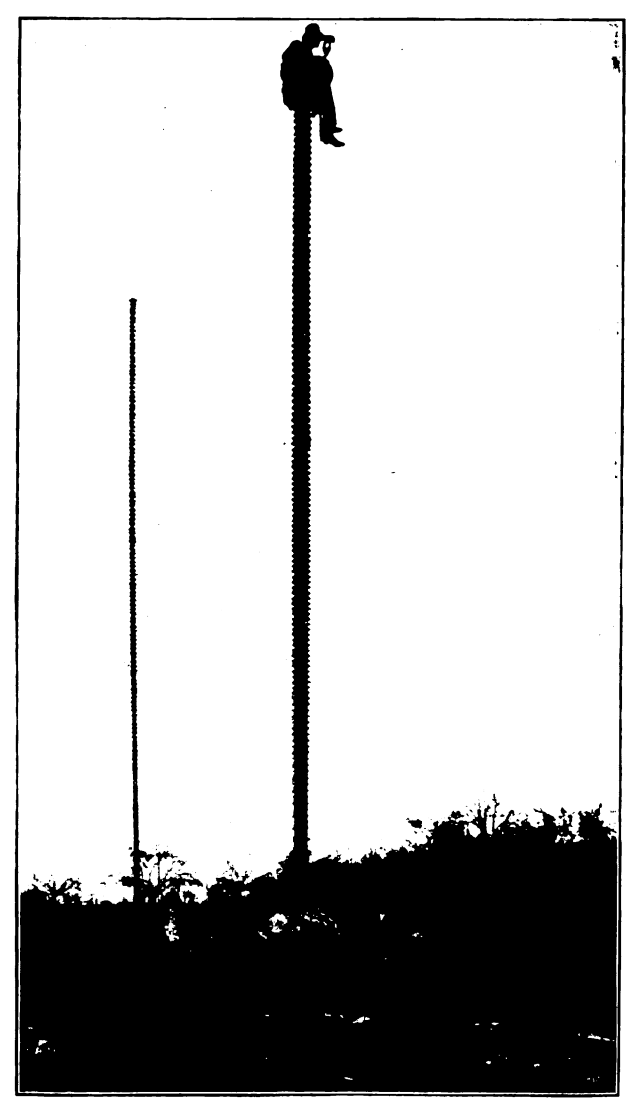


Fig. 2.

es der Fontanamast, patentrechtlich geschützt, ausschließlich verwendet, zu eigen zu machen. Aber Rohr bleibt Rohr. Eine Überlastung macht es für ferneren Gebrauch unbrauchbar, eine Beule läßt

es für den Teleskopbetrieb sofort ausscheiden. Und dazu kommt die altbewährte Konstruktionssünde, den Mast senkrecht zur Längsachse,

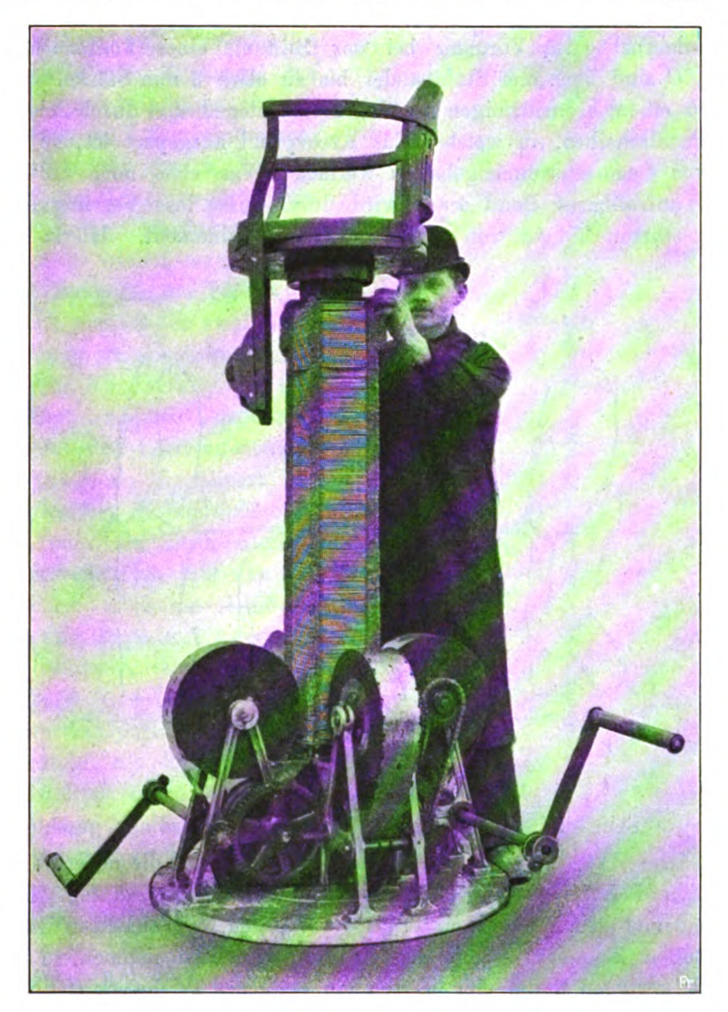


Fig. 3a. (Type *FAir* eingekurbelt.)

d. h. dort, wo er den stärksten Beanspruchungen ausgesetzt ist, zu teilen.

Eine Konstruktion, die mit allen diesen schweren Mängeln grundsätzlich aufräumt, die Maste aus dem besten Material aufbaut, das

heute zu bekommen ist, dem Federstahl, kann mit Recht Anspruch auf Beachtung und allgemeine Einführung machen.

Das Prinzip der Fontanakonstruktion ist äußerst einfach. Fig. 1 veranschaulicht den Vorgang bei der Bildung eines Fontanaträgers. *A*, *B*, *C* sind biegsame Stahlbänder bis zu etwa 6 mm Stärke, welche sich zu einem kreuzförmigen Profil zusammenlegen und durch Scheiben, sog. Profilscheiben, in welchen das Kreuzprofil ausgepart ist, in ihrer relativen Lage zusammengehalten werden. Was eben noch ein biegsames aufrollbares Band war, wird durch diese lose Vereinigung zu einem starren Träger von hohem Widerstandsmoment. Hierin liegt

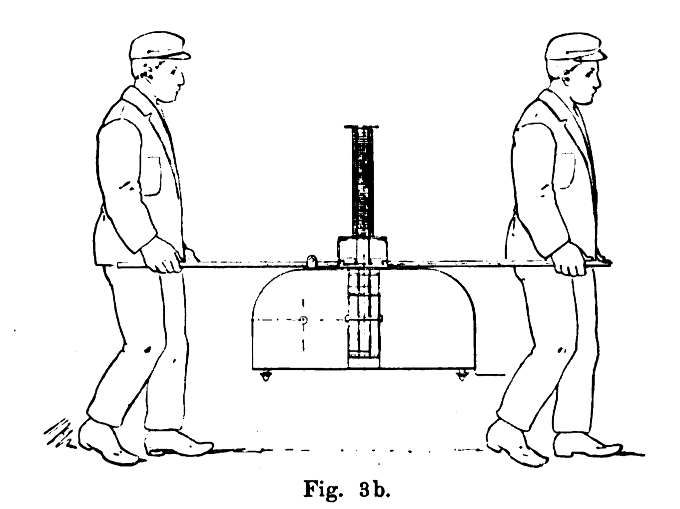


Fig. 3b.

das ganze Prinzip. Statt Kreuzschnitt werden neuerdings geschlossene Profile wie △, □, ⬡ verwendet, bei welchen die nebeneinander liegenden Bänder sich mit ihren wechselständig verzahnten Kanten ineinander fügen. Für den Transport werden die einzelnen Bänder auf Rollen kleinen Durchmessers aufgewunden und nehmen so einen äußerst geringen Raum ein. Durch ein einfaches Triebwerk (Hubwerk, Friktion oder Zahntrieb) werden die einzelnen Bänder zum Profil zwangläufig zusammengeführt. Die Profilscheiben stapeln sich bei eingekurbeltem Mast eng übereinander auf und überziehen während des Ausschiebens automatisch die ganze Mastlänge, indem eine Scheibe die nächste vermittels geeigneter Bandverbindungen u. dgl. in bestimmte Abstände mitnimmt.

So besitzt z. B. ein 30 m hoher transportabler Fontanamast der Type *T 30* als Antennenträger eine Bauhöhe in eingekurbeltem Zustande von ca. 1,75 m bei einer Grundfläche von ca. 1,2 qm und einem Gesamtgewicht von ca. 220 kg (Fig. 2 im Hintergrunde). Ein 15 m hoher tragbarer Mast Type *T 20* besitzt eingekurbelt 1,3 m Bauhöhe bei ca. 75 kg Gewicht und ist von zwei Mann bequem zu transportieren. Siehe auch Fig. 3b.

Der vielfach geäußerte Wunsch, den Antennenträger gleichzeitig als Signalmast für Scheinwerfer, Heliographen u. a. m., oder als Beobachtungsmast zu verwerten, läßt sich mit Hilfe der stärkeren Fontanamaste der Type *FA* und *MN* ohne weiteres erfüllen (vgl. Fig. 2, 3 u. 4). Der bisher größte transportable Fontanamast stellt die Type *MN 20* dar, welche bei 20 m Höhe noch eine Vertikallast von 2000 kg mit großer Sicherheit zu tragen vermag.

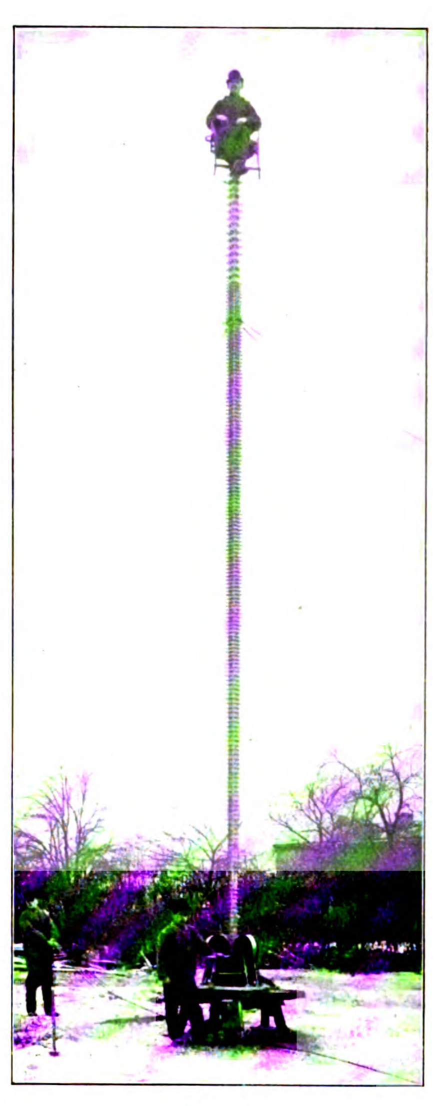


Fig. 4.
(Type *FAir* ausgekurbelt.)

Das Verhalten des Fontanamastes bei Überlastung zeigt Fig. 5. Durch gewaltsames Ausbiegen der einzelnen Stahlbänder aus dem Profil heraus werden die Profilscheiben entweder zur Seite gedrückt, wobei die Verbindungsbänder der Scheiben untereinander reißen, oder aber einzelne Scheiben werden auseinander gesprengt. In der so geschaffenen

freien Länge biegen sich die Stahlbänder aus ohne zu brechen. Die Entlastung des Mastes und das Einfügen neuer Scheiben beseitigt in kurzer Zeit den Schaden und macht so den Mast wieder voll gebrauchsfähig.

Die bequeme Zulänglichkeit aller beim Aus- und Einziehen des Mastes sich vereinigender oder lösender Teile macht den Fontanamast

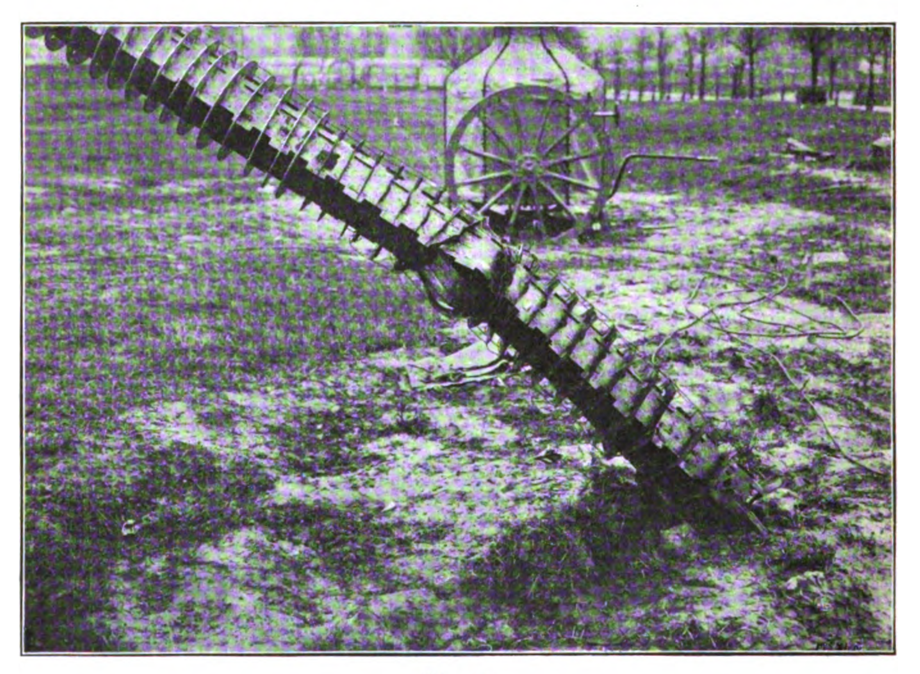


Fig. 5.

gegen Vereisung, Rost und sonstige Witterungseinflüsse unempfindlich im Gegensatz zu allen Rohrkonstruktionen.

Die Isolierung des Triebwerkes und der Mastspitze durch geeignete Porzellanisolatoren ist in einfacher Weise durchführbar. Die von fachmännischer Seite geäußerten Bedenken, daß die den Mast überziehenden Profilscheiben Anlaß zu ungünstigen Strahlungserscheinungen geben könnten, hat sich bei eingehenden Versuchen in keiner Weise bewahrheitet. Genaue Dämpfungsmessungen ergeben die gleichen Werte bei Verwendung von Rohrmasten und Fontanamasten als Antennenträger.

Es sei nun noch kurz auf die stationären Fontanamaste hingewiesen. Hier, wo die Errichtung der Maste mehrere Stunden bzw. Tage dauern darf, und eine Aufspulung der Bänder in Ringen bis zu 2 m Durchmesser ohne weiteres zulässig ist, eröffnet sich ein weites Gebiet, für welches die eigentlichen Konstruktionsschwierigkeiten garnicht mehr in Frage kommen. Die Stahlbänder erhalten hier Dicken bis zu 8 mm und Breiten bis zu 400 mm. Mit derartigen Konstruktionselementen lassen sich gewaltige Höhen erzielen. Die Profilscheiben sind als Schellen ausgebildet und werden nacheinander um den Mast gelegt und verschraubt. Der Transport und die Montage wird natur gemäß äußerst einfach und billig. Ein 60 m hoher besteigbarer Fontanamast besteht demontiert aus 6 Stahlbandringen von ca. 1,5 m Durchmesser und 300 mm Breite, dazu einige Kollis Schellen und die in einzelne Teile zerlegte Hubvorrichtung. Die Montagezeit dauert bei 3 Mann etwa 3—4 Tage ohne irgend welche Spezialkenntnis. Fig. 6 u. 7 zeigen einen stationären Fontanamast Type *S 20* von 20 m Höhe während der Montage.

Bei stationären Masten zeigen sich ganz besonders die

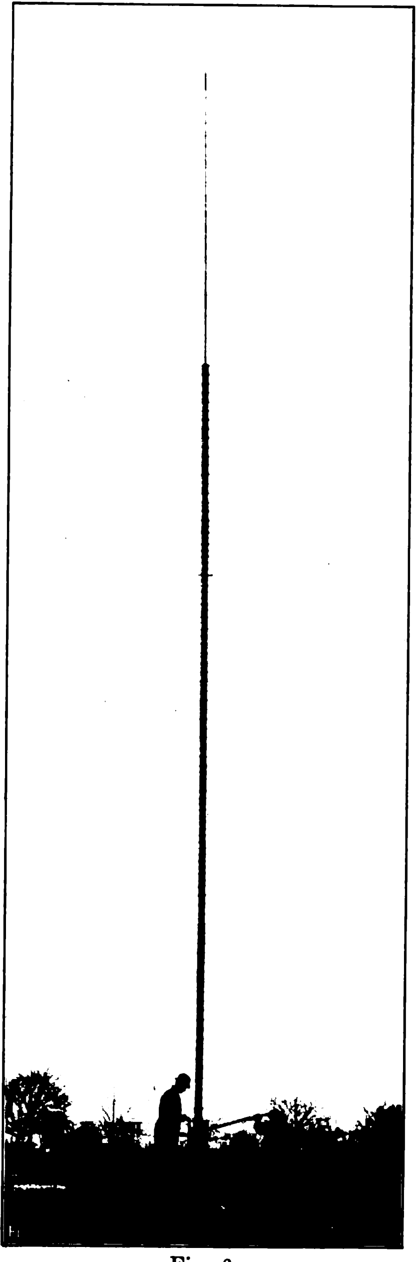


Fig. 6.

großen Vorzüge der Fontanakonstruktion, und es lassen sich Stahlmaste bauen von einer Leichtigkeit und Schlankheit bei großer Zähigkeit, wie sie von keiner anderen Konstruktion jemals erreicht werden dürften. Herr Geheimer Hofrat Prof. Mehrtens von der technischen Hochschule

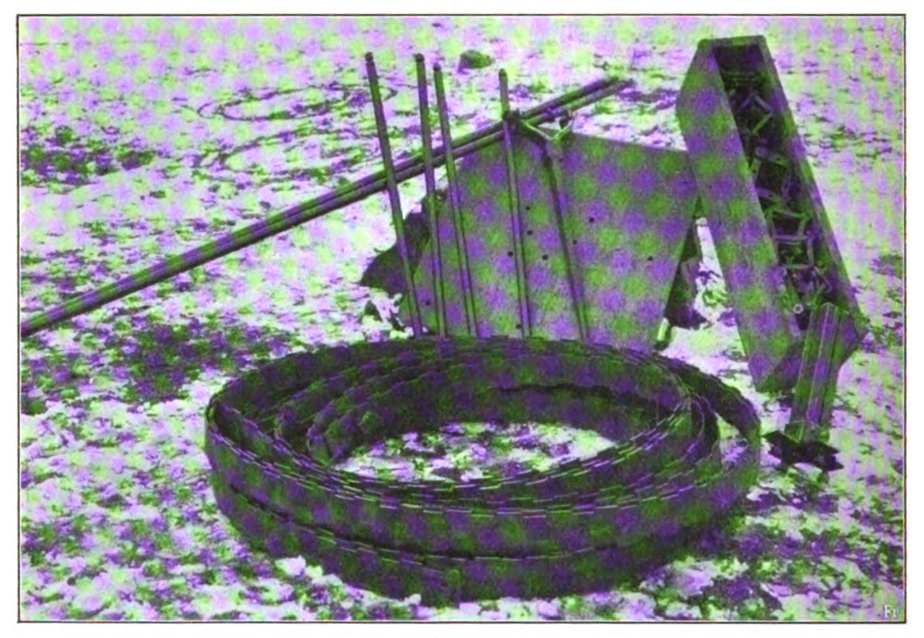


Fig. 7.

in Dresden äußert sich daher gutachtlich, indem er auf die verschiedenen Awendungsarten hinweist wie folgt: „Und dafür gibt es heute kaum ein anderes ebenso billiges einfaches, schnell und sicher zum Ziel führendes Mittel als den Fontanamast.“ E.

(Eingesandt 2. April 1910.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

1. Verfahren und Einrichtungen zur Erzeugung elektrischer Schwingungen.

In der Deutschen Patentschrift Nr. 220945 von S. Arndt in Braunschweig ist ein Generator für Stoßerregung zur Erzeugung schwachgedämpfter Schwingungen beschrieben, bei dem die eine Elektrode aus einer Flüssigkeit, die andere aus einem in gewissem Abstande von dieser Flüssigkeit angeordneten, schwer schmelzbaren, gegen die Flüssigkeit widerstandsfähiger Stoffe besteht. Als Flüssigkeit soll verdünnte Schwefelsäure, als andere Elektrode ein Platin- oder Kohlestück verwendet werden. Durch eine geeignete Stellvorrichtung kann die Elektrode der Oberfläche der Anodenflüssigkeit von oben her genähert und von ihr entfernt werden.

Durch D. R. P. Nr. 220271 der C. Lorenz Aktiengesellschaft ist eine Hochfrequenzstrecke zur Erzeugung elektrischer Schwingungen geschützt worden, bei der eine oder beide Elektroden aus mit Metallzusätzen versehenen Graphit oder Kohle bestehen. Hierdurch wird bezweckt, den Elektroden eine bessere Leitfähigkeit zu geben. Diese Metallzusätze werden dem gemahlenen oder geschlemmten Rohmaterial im pulverisierten Zustande beigemengt und aus dieser Mischung werden dann die Elektroden gepreßt.

Eine Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Stoßladungen für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie hat sich S. Eisenstein in Kiew durch das D. R. P. Nr. 220842 schützen lassen. Zu diesem Zwecke schaltet er in einem mit Funkenstrecke (*f*) versehenen Schwingungskreise (*c l*, Fig. 1) ein Gleichrichterventil (*g*) derart unter Berücksichtigung der Ladung ein, daß es nur die erste halbe Schwingung in der einen Richtung (siehe die Pfeilrichtung in Fig. 1), nicht aber die nachfolgenden Schwingungen durchläßt. Das Gleichrichterventil kann natürlich in sehr verschiedener Weise ausgebildet sein; insbesondere ist es auch möglich, an Stelle der gewöhnlichen Funkenstrecke einen Gleichrichter geeigneter Ausbildung zu setzen, der beide Funktionen, d. h. diejenige der Funkenstrecke und diejenige des Gleichrichters in

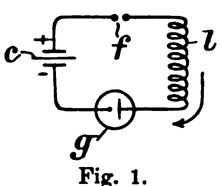


Fig. 1.

obigem Sinne ausführt. Den gleichen Gegenstand betreffen die Französische Patentschrift Nr. 390112 und die Britische Patentschrift Nr. 10019 vom Jahre 1908. In der Britischen Zusatzpatentschrift Nr. 5578 vom Jahre 1909 bzw. der Französischen Zusatzpatentschrift Nr. 10631/390112 beschreibt Eisenstein verschiedene Ausbildungen und Schaltungsweisen dieser Gleichrichterventile zur Stoßerregung. In der Britischen Zusatzpatentschrift Nr. 17217 vom Jahre 1909 bzw. der Französischen Zusatzpatentschrift Nr. 11283/390112 endlich schlägt er vor, die Einschaltrichtung des Gleichrichterventils gerade umgekehrt zu wählen, als es im Hauptpatent beschrieben bzw. in Fig. 1 dargestellt ist. Es soll also die Spitze bzw. die heiße Elektrode des Ventils nicht, wie dort mit dem negativen Pol der Stromquelle bzw. des Schwingungskondensators, sondern mit dem positiven Pol derselben verbunden sein. Gleichzeitig soll aber die Spannung der Ladestromquelle so gewählt werden, daß ein Funkenübergang in der Richtung der Ventilwirkung entgegengesetzter Richtung, d. h. also von Spitze zu Platte, stattfindet. Hierdurch soll erreicht werden, daß auch die erste Rückschwingung hindurchgelassen wird, also eine Hin- und Rückschwingung stattfindet, ehe das Erlöschen der Funkenstrecke eintritt.

In der Französischen Patentschrift Nr. 404733 von Lacoste ist eine rotierende Lichtbogenanordnung zur Erzeugung von Hochfrequenzschwingungen beschrieben. Zwischen einer ringförmigen Elektrode und einem konzentrisch dazu liegenden Kommutatorring, dessen einzelne Segmente abwechselnd mit den verschiedenen Polen einer Induktionsspule verbunden sind, bildet sich ein Lichtbogen, der unter dem Einfluß einer elektrodynamisch auf ihn einwirkenden Stromspule oder eines tangentialen Luftstromes in Rotation gerät und dadurch in sehr rascher Folge die Umschaltungen bewirkt. Der Abstand der Ringelektrode von der Kommutatorelektrode kann auch spiralförmig wachsen, so daß der Lichtbogen nach außen wandert, dort abreißt und sich dann an der engsten (innersten) Stelle wieder von neuem zündet und wieder nach außen wandert usw.

Die Britische Patentschrift Nr. 8581 vom Jahre 1909 von Marconi und der Marconis Wireless Telegraph Co. Ltd. in London schützt eine Anordnung zur Schwingungserzeugung mit rotierenden Elektrodenscheiben, die in einer Ebene angeordnet und mit radialen Vorsprüngen (zahnradartig) versehen sind. Durch eine zwangsläufige Koppelung (Verzahnung) werden diese Elektrodenscheiben derart bewegt, daß sich stets zwei Vorsprünge gegenübertreten. Die Vorsprünge

gehen in entgegengesetzter Richtung aneinander vorbei und bewirken so ein rasches Einsetzen und Abreißen des Funkenüberganges.

In der Französischen Patentschrift Nr. 405184 der Polyfrequenz Elektrizitätsgesellschaft m. b. H. in Hamburg sind Elektrodenanordnungen zur Schwingungserzeugung beschrieben, bei denen die Elektroden scheibenförmig gestaltet sind und sich um eine gemeinschaftliche Achse drehen, d. h. also mit ihren ebenen Seitenflächen einander gegenüber stehen. Die Elektroden sind sektorförmig mit Aussparungen versehen, die mit Isolationsmaterial ausgefüllt sind, auch kann eine konzentrische Einteilung ausgeführt werden. Der Zweck soll darin bestehen, im Empfänger Töne zu erzeugen.

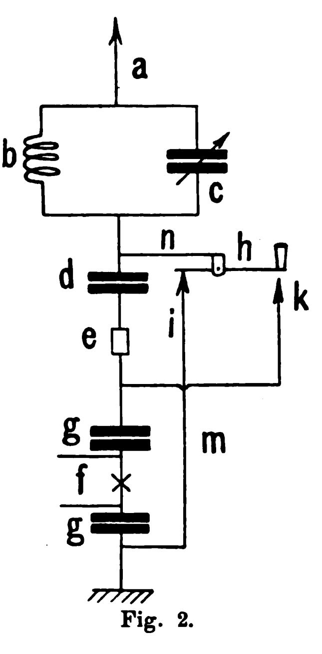


Fig. 2.

Um ungedämpfte bzw. kontinuierliche elektromagnetische Schwingungen zu tasten, schaltet die C. Lorenz Aktiengesellschaft nach D. R. P. Nr. 221030 zwischen dem die Schwingungen hervorrufenden Generator *f* in Fig. 2 (Hochfrequenzmaschine, Lichtbogen) und dem Luftleitergebilde *a*, welches zweckmäßig mit Abstimmungs- und die Schwingungen begünstigenden Mitteln *b*, *c* versehen sind, ein aus Widerstand *e* und Kapazität *d* oder nur aus Widerstand bestehendes System in Verbindung mit einer Tast- oder Schaltvorrichtung *h i k* ein, welches in der Ruhelage *i* an Erde (Erdung oder Gegengewicht) liegt und bei Arbeitsstellung *k* (d. h. bei Zeichengebung) nach Aufhebung der Erdung kurzgeschlossen wird.

2. Sender für drahtlose Telegraphie und Verfahren zum Telegraphieren.

Einen Sender für drahtlose Nachrichtenübermittelung mittels an sich unhörbarer elektrischer Schwingungen betrifft das D. R. P. Nr. 220656 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie. Hierbei sind mit einem Schwingungskreis sowohl ein Mikrophon als auch ein Summer nebst Taster verbunden; von diesen kann nach Belieben

für Telephonbetrieb das Mikrophon und für Telegraphenbetrieb der Summer nebst Taster eingeschaltet werden. Der Summer kann dabei zweckmäßig parallel zu den Koppelungswindungen der Antenne geschaltet sein. Der Zweck dieser Anordnung besteht darin, im Falle der Unbrauchbarkeit des Mikrophons mittels eines einfachen Umschalters vernehmbare Morsezeichen von der Gebestation aussenden zu können.

Das D. R. P. Nr. 213486 bzw. die Schweizerische Patentschrift Nr. 44606 von R. Cl. Galletti in Rom betrifft ein Verfahren zum drahtlosen Telegraphieren. Es besteht darin, daß die Energie in einem geschlossenen Schwingungskreise aufgespeichert und periodisch durch die Antenne zur Ausstrahlung gebracht wird; dabei ist wesentlich, daß die Zeitdauer der Energieausstrahlung durch die Antenne so bemessen ist, daß der Beharrungszustand erreicht wird. Hierunter versteht Galletti den Zustand, bei welchem die von der Senderantenne ausgehende Energiezufuhr gerade die Eigenverluste der Empfängerantenne deckt, also eine Energiesteigerung nicht mehr herbeiführen kann. Auf diese Weise wird der höchste Effekt in dem aufnehmenden Apparat erzielt.

In der Britischen Patentschrift Nr. 27746 vom Jahre 1908 schlägt Simpson in London vor, die Wellenlänge der ausgesandten Schwingungen selbsttätig durch den Morsetaster zu wechseln, und zwar kann dies in regelmäßigen oder in unregelmäßigen Zwischenräumen erfolgen.

In dem D. R. P. Nr. 213724 hat sich H. Lange in Kiel ein Verfahren zur Erzielung eines geheimen und störungsfreien Betriebes von strahlentelegraphischen Stationen unter Verwendung der einfachen oder gruppenweisen Aussendung verschiedener Wellenlängen schützen lassen, dessen Kennzeichen darin bestehen, daß die Reihenfolge der ausgesandten Wellen geändert wird. Die Änderung der Reihenfolge kann automatisch oder mit Hilfe eines Tasters geschehen.

Die Deutschen Patentschriften Nr. 220929 und Nr. 221075 der De Forest Radio Telephone Co. in Neuyork betreffen Verfahren bzw. Einrichtungen zur drahtlosen Doppeltelegraphie oder Doppeltelephonie bzw. zur drahtlosen Geheimtelegraphie und Geheimtelephonie. Bei den ersteren dienen zur Übertragung der Zeichen oder Laute zwei gleichzeitig vorhandene oder zu ihrer Resultierenden vereinigte Wellenzüge, die sich im Ruhezustande, d. h. wenn nicht gegeben wird, in ihren Einwirkungen auf die Empfangsstromkreise aufheben und in letzteren daher keine Ströme hervorrufen, dagegen in den Empfangsstromkreisen Ströme erzeugen, sobald durch Widerstandsänderungen in dem Stromkreis der Wellenzüge das Gleichgewicht derselben gestört wird.

Bei dem zweiten dienen zur Übertragung der Laute oder Zeichen zwei oder mehrere Wellenzüge von verschiedenem Charakter, die auf der Empfangsstation durch getrennte, entsprechend abgestimmte Stromkreise aufgefangen werden, jedoch in dem Empfangsapparat gemeinsam zur Wirkung kommen; das Wesen der Erfindung soll darin bestehen, daß der Charakter der Wellenzüge während des Übertragens der Laute oder Zeichen geändert wird, wobei zweckmäßig die Sende- und Empfangsstationen nach einem Schlüssel arbeiten. In bezug auf Einzelheiten muß hier wegen Raummangels auf die genannten Patentschriften selbst verwiesen werden.

Auch die Amerikanische Patentschrift Nr. 926937 sowie die Britischen Patentschriften Nr. 20206 und Nr. 20638 vom Jahre 1908 betreffen derartige Anordnungen.

Die in dem Jahrbuch bereits erwähnte Anordnung gerichteter Telegraphie von Bellini und Tosi betrifft die Deutsche Patentschrift Nr. 221242, auf die hier daher nur hingewiesen sein mag.

Eine Anordnung von selbsttätig abschaltbaren Mikrophonen für die Zwecke der drahtlosen Telephonie betrifft das D. R. P. Nr. 215217 der C. Lorenz Aktiengesellschaft. Die Kennzeichen bestehen darin, daß die Einschaltung in den Stromkreis durch Stellung des Mikrophons in die Sprechlage erfolgt.

Ruhmer schlägt in D. R. P. Nr. 216247 ein Verfahren für elektrische Wellentelephonie unter Verwendung eines mit einem dauernd brennenden Lichtbogen und zu diesem parallel geschalteter Kapazität und Selbstinduktion wirkenden Wellenstromerregers vor, bei welchem eine Beeinflussung des Erregers im Sinne der Aktivierung oder Inaktivierung des Lichtbogens mittels Stromänderungen in einem Mikrophonstromkreise veranlaßt wird, so daß elektrische Wellen im Rhythmus der vom Mikrophon aufgenommenen akustischen Wellen ausgesendet bzw. unterdrückt werden.

Scheller benützt nach D. R. P. Nr. 214792 bei Sende- und Empfangsschaltungen für drahtlose Telephonie mit ungedämpften Schwingungen zum Anrufen eine festere Koppelung des Schwingungsgenerators mit dem Strahlsystem als zum Telephonieren; beim Anrufen wird dabei ein Unterbrecher in das System eingeschaltet und das Umschalten von loser auf feste Koppelung geschieht dabei selbsttätig durch den Antrieb des Unterbrechers. Auf der Empfangsseite wird die Energie einem lautsprechenden Telephon zugeführt, das selbsttätig bei Benutzung eines hochempfindlichen Telephons abgeschaltet wird.

S. Eisenstein schlägt im D. R. P. Nr. 210100 eine Einrichtung

zum gleichzeitigen, gegenseitigen Senden und Empfangen von Telegrammen bei drahtloser Telegraphie vor, bei welcher jede der in Verbindung tretenden Stationen zwei getrennte, in gewisser Entfernung voneinander stehende Mastgruppen besitzt; von diesen ist die eine höhere Mastgruppe lediglich zur Aussendung von Wellenimpulsen, die andere niedrigere lediglich zum Empfangen von Wellenimpulsen bestimmt. Zwischen der Empfangsstelle und der Sendestelle besteht eine besondere Verbindung, z. B. in Gestalt einer Drahtleitung, durch welche der an der Empfangsstelle befindliche Beamte beispielsweise den Schlüssel des Sendeapparates beeinflussen kann, so daß er einerseits gleichzeitig empfangen und senden kann, andererseits sowohl für die Absendung die günstigsten Ausstrahlungsbedingungen als auch für den Empfang die günstigsten Empfangsbedingungen geschafft werden können. Die Britische Patentschrift Nr. 28378 vom Jahre 1908 betrifft dieselbe Einrichtung.

(Eingesandt 25. April 1910)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Einstein, A., Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen. Sonderabdruck aus Jahrbuch der Radioaktivität und Elektrotechnik. IV. Band, Heft 4. Verlag S. Hirzel, Leipzig.

Pohl, Robert, Die elektrische Fernübertragung von Bildern. („Die Wissenschaft" Heft 34.) Verlag Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig. 1910. geh. M. 1.80, geb. M. 250

Boulanger, J. et **Ferrié, G.,** La Télégraphie sans fil et les ondes électriques. 7[me] édition 1909. Berger-Levrault et Cie., Editeurs. Paris.

AEG-Zeitung, In der März-Nummer wird das Elektrizitätswerk Fürstenwalde unter Vorführung zahlreicher Illustrationen behandelt; die belebte und harmonische Gliederung des Gebäudes geht aus dem Titelbild hervor. Eine ganzseitige Illustration ist der Deckenbeleuchtung gewidmet, die Professor Peter Behrens für den von ihm bei Keller & Reiner in Berlin ausgestellten Innenraum verwendet hat. Über die Elektrifizierung der South London Line der London Brighton & South Coast Railway Company durch die AEG werden ausführliche Angaben gemacht. Der jüngst in der AEG gehaltene Vortrag über das Thema „Elektrische Uhren" wird in Wort und Bild im Auszuge wiedergegeben. Es folgt ein eingehender illustrierter Aufsatz über indirekte elektrische Beleuchtung und eine Mitteilung über den Fortgang der Bestellungen für die Linie Dessau-Bitterfeld.

Ein Observatorium der technischen Fachpresse der Welt stellt das im Jahre 1908 begründete Internationale Institut für Techno-Bibliographie dar. Das Institut, unter dessen Gründern wir neben den größten technischen Verbänden Namen wie Emil Rathenau, J. Loewe,

W. v. Siemens, Slaby, Kammerer, v. Bach, v. Rieppel, v. Linde, v. Miller u. a. finden, ist eine Organisation, die mit Hilfe ausländischer Filialen die internationale technische Fachpresse durch einen Stab von Spezialisten sorgfältig verfolgen läßt. Etwa 80 Mitarbeiter teilen sich in die dem Einzelnen völlig unlösbare Aufgabe, über den Inhalt von ca. 1000 Fachzeitschriften sowie die neuen Patente und Bücher, Broschüren und Kataloge allwöchentlich zu berichten. Diese Referate werden 14tägig veröffentlicht in 6 Zeitschriften, die den Mitgliedern des Institutes (Firmen, Vereinen, Einzelpersonen) kostenlos zugehen, nämlich der „Maschinentechnischen Auskunft", der „Elektrotechnischen", der „Bautechnischen", der „Berg- und hüttenmännischen" und der „Chemisch-technischen Auskunft". Die Zeit und Geld sparende Informationsarbeit, die das Institut seinen Mitgliedern gegen Zahlung eines Jahresbeitrages von nur 25 Mark zur Verfügung stellt, ist um so nützlicher, als man die Arbeiten vom Institut auch direkt beziehen kann, leihweise oder zu den Originalpreisen.

Das Institut liefert aber nicht nur 14tägige Berichte, sondern auch zusammenfassende Jahrbücher. Der im Erscheinen begriffene Band für 1909 umfaßt ca. 2800 Seiten. Er enthält 59628 Literaturnachweise und Referate. Davon sind 1780 deutsche Bücher, 27027 deutsche Aufsätze, 540 englische Bücher und 14485 englische Aufsätze, 239 französische Bücher und 3612 französische Aufsätze.

Eine Ergänzung der Berichte bildet die Auskunftstelle des Institutes. Diese bietet der großen Zahl derjenigen technischen und industriellen Betriebe, die sich kein eigenes literarisches Bureau einrichten können oder wollen, die Vorteile dieses letzteren. Andererseits dient sie auch den literarischen Bureaus der Großbetriebe durch Nachweis oder Beschaffung schwer zugänglicher Literatur, durch Zusammenstellung des gesamten vorhandenen Materiales über einen bestimmten Gegenstand unter individuellen den Auftraggebern wichtigen Gesichtspunkten. Darüber hinaus beantwortet die Zentralstelle ferner schwierige technische Fragen aus Theorie und Praxis, zu deren Beantwortung sie ca. 700 Spezialisten aller Gebiete heranzieht. Die Geschäftsstelle des Institutes (Berlin W 50, Spichernstraße 17) erteilt nähere Informationen, versendet Probenummern und nimmt Anmeldungen zur Mitgliedschaft entgegen. An der Spitze dieses rein gemeinnützigen Unternehmens, das u. a. vom Verein deutscher Ingenieure und dem Zentralverband deutscher Industrieller subventioniert wird, stehen Geheimrat Prof. Kammerer, Geheimrat Dr. C. L. Weber und Dr. Hermann Beck.

Haas, Arthur Erich, Die Entwicklungsgeschichte des Satzes von der Erhaltung der Kraft. Verlag von Alfred Hölder. Wien 1909.

Thomson, J. J., Elektrizität und Materie. („Die Wissenschaft" Heft 3, 2. Auflage.) Verlag von Fried. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1909. geh. M. 3.—, geb. M. 3.60

Auerbach, Felix, Geschichtstafeln der Physik. Verlag von J. A. Barth, Leipzig 1910. M. 4.—, geb. M. 5.—

Drude, Paul, Lehrbuch der Optik. 2., erweiterte Auflage. Verlag von S. Hirzel, Leipzig 1906. geh. M. 12.—, geb. M. 13.—

Strecker, Karl, Fortschritte der Elektrotechnik. 2. Heft. Verlag von Julius Springer, Berlin 1910. brosch. M. 10.—

Deutsches Museum (München), Verwaltungs-Bericht über das 6. Geschäftsjahr. Druck von R. Oldenbourg, München.

Breisig, F., Telegraphen und Fernsprech-Technik, Band VII. Theoretische Telegraphie, Lieferung 1/3. Verlag von Fried. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1910. à geh. M. 2.50

Literarisches Auskunftsbuch für Telegraphie, Telephonie u. Signalwesen, in deutscher, französischer und englischer Sprache, der letzten 25—30 Jahre. (Geschlossen am 1. Januar 1910.) Zusammengestellt von Friedrich Heine. Herausgegeben vom Verein der Telegraphen- und Telephon-Techniker zu St. Petersburg.

Batelli, A., Occhialini, A. und **Chella, S.,** Die Radioaktivität (aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé). Mit 144 Fig. im Text. XII u. 428 S. Verlag von J. A. Barth, Leipzig 1910. M. 6.40, geb. M. 7.40

Literaturverzeichnis.

Arco, Graf, Electrician **64**, 947, 1910. The efficiency of short spark methods of generating electrical oscillations.

Arno, Elektrot. Ztschr. **31**, 225, 1910 (Ref. über Le Génie Civil **56**, 53, 1909). Apparat zum Messen von Sprechströmen nach Arno.

Balsillie, La Lum. él. **32** (2), 403, 1910 (Ref. über Electrician 7. I. 1910). Le système Balsillie (Télégraphie sans fil).

Beaupré, J. de, La Lum. él. **32** (2), 391, 1910. Ondemètre système Péri à capacité et self-induction variables.

Bethenod, J., La Lum. él. **32**, 232, 1910. Sur la résistance ohmique apparente des plaques minces pour les courants alternatifs (Ref. über Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **2**, 397, 1909).

Brown, Lewy S., Electrician **64**, 1031, 1910. A standard resistance with balanced inductance and capacity.

Campbell, A., Helios **16**, 179, 1910 (Ref. über Phil. Mag. (6) **18**, 794, 1909). Über die Messung der Wellenlänge hochfrequenter elektrischer Schwingungen. (Vgl. Proc. Phys. Soc. London **21**, 902, 1909.)

— Phil. Mag. **19**, 497, 1910. On the use of mutual inductometers. (Vgl. Phys. Soc. London 21. I. 1910, Chem. News **101**, 70, 1910, Nature **82**, 477, 1910.

Caudrelier, E., C. R. **150**, 615, 1910. Décharge des inducteurs. Capacité des électrodes. (Vgl. La Lum. él. **32**, 48, 1910.)

Cohen, Louis, Bull. Bur. of Stand. **6**, 247, 1909. Coupled circuits in which the secondary has distributed inductance and capacity.

Compton Taylor, Karl, Phys. Rev. **30**, 161, 1910. A study of the Wehnelt electrolytic interrupter.

Corbino, O., La Lum. él. **32** (X), 14, 1910 (Ref. über Elettricista 15. X. 1909 und Nuovo Cim. fasc. 3, 1909). Production des champs cycliques par le moyen d'oscillations amorties dans les dispositifs d'Artom.

Déguisne, C. u. **Ludewig, P.,** Phys. Ztschr. **11**, 337, 1910. Das Verhalten des Wehnelt-Unterbrechers bei parallel liegender Kapazität.

Dorsey, N. Ernest, Electrician **64**, 1030, 1910. The law of electromagnetic induction.



Dubilier, William, Electrician **64**, 851, 1910. The Collins long-distance wireless telephone.

Eccles, W. H., Electrician **64**, 834, 899, 947, 1910. The radiation from directive aerials in wireless telegraphy (vgl. ebenda S. 790, 899, 946, L. H. Walter u. S. 899. Alessandro Artom).

— La Lum. él. **32**, 344, 1910. Rendement obtenu dans la production des oscillations électriques au moyen des étincelles courtes (vgl. Electrician 17. XII. 1909).

Electrical World 55, 786, 1910. Wireless in Congress.

Electrician 64, 754, 1910. Wireless Telegraph mast at Stoke-By-Nayland Vicarage.

Fabry, Ch., Journ. d. Phys. (4) **9**, 129, 1910. Production de champs magnétiques intenses au moyen de bobines sans fer.

Ferrié, E. u. M. 28, 187, 1910 (Ref. über Bull. Soc. Intern. Electr. Januar 1910). Über den gegenwärtigen Stand der drahtlosen Telegraphie (vgl. auch Ztschr. f. Schwachstromt. **4**, 135, 1910).

Fleming, J. A., La Lum. él. **32**, 52, 83, 1910 (Ref. über Electrician 17 u. 24. XII. 1909) (vgl. Jahrb. **3**, 356, 1910). Mesures quantitatives concernant la radiotélégraphie.

Flowers, A. E., Electrician **64**, 760, 1910. Crystal and solid contact rectifiers (vgl. Phys. Rev. **29**, 445, 1909 u. Ann. Phys. Beibl. **34**, 377, 1910).

Forest, Lee de, Electrical World **55**, 363, 1910. Federal regulation of Wireless.

Gabet, G., C. R. **150**, 525, 1910. Sur les résultats obtenus dans la torpille radioautomatique par un nouveau télécommutateur et radio-combinateur (vgl. La Lum. él. **32** (X), 22, 1910).

Goldschmidt, Rudolf, Elektrot. Ztschr. **31**, 218, 1910. Die Verkleinerung der Hystereseverluste durch Ströme hoher Frequenz und das Verhalten des Eisens bei Längs- und Quermagnetisierung.

Großmann, Felix, s. Schaefer, Clemens.

Guillen-Garcia, J. G. de, Ztschr. f. Schwachstromt. **4**, 162, 1910. Radiotelegraphische Fernübertragung von Schriftzügen und Zeichnungen.

Hartmann-Kempf, R., Elektrot. Ztschr. **31**, 269, 1910. Neue Hitzdrahtinstrumente mit Platin-Iridium-Draht der Hartmann & Braun A.-G.

Jäger, G., Elektrot. Ztschr. **31**, 376, 1910 (Ref. über Sitzungsber. d. K. Ak. d. Wiss. Wien **118**, 729, 1909. Über eine elektrische Spannungsreihe im Lichtbogen.

Ives, James, Phys. Rev. **30**, 199, 1910. The wave-length and overtones of a linear electrical oscillator.

Kempe, Wilhelm, Phys. Ztschr. **11**, 331, 1910. Der Barretter und seine Verwendbarkeit als Indikator in elektrisch schwingenden Systemen.

Kiebitz, F., Verh. D. Phys. Ges. **12**, 99, 1910. Einige Versuche über schnelle Lichtbogenschwingungen.

Korn, A., Krak. Anz. S. 707—727, 1909. Über einige Ungleichungen, welche in der Theorie der elastischen und elektrischen Schwingungen eine Rolle spielen.

Kowalski, J. de u. **Rappel, J.,** Electrician **64**, 980, 1910. Alternating current spark potentials and their relation to the radius of the curvature of the electrodes.

Kuehne, J. M., Phil. Mag. **19**, 461, 1910. On the electrostatic effect of a changing magnetic field.

Lebedinski, W., Ann. Phys. Beibl. **34**, 380, 1910 (Ref. über J. d. russ. phys. chem. Ges. **41**, Phys. T. S. 211, 1909). Die Änderung des Funkenpotentials unter der Einwirkung einer Strahlung.

Lindemann, R., Elektrot. Ztschr. **31**, 320, 1910 (Ref. über Verh. D. Phys. Ges. **11**, Nr. 22, S. 682). Widerstandszunahme unterteilter Leiter bei schnellen Schwingungen.

Lloyd, M. G., s. Rosa, E. B.

Ludewig, P., s. Déguisne, C.

Makower, J., s. Eccles, H.

Marchand, H., L'Électrician (2) **39**, 209, 1910. Les nouveaux procédés de télégraphie sans fil. Procédé Peukert (Polyfrequenz Elektrizitätsgesellschaft, Hamburg).

Marconi, G., La Rev. él. **7**, 101, 1910. Particularités inexpliquées de la propagation des ondes hertziennes.

Maver jr., William, Wireless telegraphy and telephony. New York 1910.

Montpellier, J. A., L'Électricien (2) **39**, 177, 1910. La poste de télégraphie sans fil de Boulogne-Sur-Mer. (Bellini-Tosi.)

— L'Électricien (2) **39**, 193, 1910. Fréquencemètre, systeme Ferrié-Carpentier.

Nesper, Eugen, Elektrot. Ztschr. **31**, 222, 1910. Wärmeeinwirkung durch Hochfrequenzströme in organischen Geweben (Thermopenetration).

— Helios **16**, 116, 1910. Neuere deutsche Patente für drahtlose Nachrichtenübermittlung.

Nicholson, J. W., Phil. Mag. **19** (6), 435, 516, 1910. On the bending of electric waves round the earth.

— Proc. Phys. Soc. London **21**, 850, 1909. Inductance and resistance in telephone and other circuits.

Peukert, W., Elektrot. Ztschr. **31**, 221, 1910. Verfahren zur gleichzeitigen Zündung mehrerer Lichtbogen zur Zeichengebung in der Radiotelegraphie.

Pierce, G. W., Ann. Phys. Beibl. **34**, 377, 1910 (Ref. über Phys. Rev. **29**, 478, 1909). Kristallinische Gleichrichter für elektr. Ströme und Schwingungen. III. Schwefelkies (vgl. Beibl. **31**, 1195; **32**, 1141).

Rappel, J., s. Kowalski, J. de.

Rosa, E. B. u. **Lloyd, M. G.,** Bull. Bur. of Standards **6**, 1, 1909. The determination of the ratio of transformation and of the phase relations in transformers.

Rossi, A., La Lum. él. **32**, 239, 1910 (Ref. über Elettricista 1. XI. 1909). Sur un nouveau récepteur radiotélégraphique avec enregistreur optique (Le Convecteur).

Sartori, G., La Lum. él. **32**, 195, 1910. Oscillographe double de démonstration. Son emploi comme hystérésigraphe.

Schäfer, Clemens und **Grossmann, Felix,** Ann. Phys. **31**, 455, 1910. Untersuchungen über die Beugung elektromagnetischer Wellen an dielektrischen Zylindern.

Schulze, Günther, Ann. Phys. **31**, 1053, 1910. Bemerkungen zur Untersuchung der Wechselstromvorgänge in Aluminiumzellen.

Seddig, M., Ann. Phys. Beibl. **34**, 375, 1910 (Ref. über Ztschr. f. Elektrochem. **15**, 733, 1909). Ein neues Bolometer.



Silberstein, Ludwig. Ann. Phys. **31**, 823, 1910. Über die von einem beliebig gestoßenen Elektron sich abspaltenden Wellen.

Simon, H. Th., L'Electricien **30**, 123, 1910. Un nouveau téléphone électrodynamique.

Thomson, J. J., Electrician **64**, 843, 1026, 1910. Electric waves and the electromagnetic theory of light.

Tugmann, O., La Lum. él. **32** (2), 399, 1910 (Ref. über Electrician 7. I. 1910). L'effet des oscillations électriques sur la conductibilité communiquée aux gaz par une cathode incandescente.

Walden, P., Ztschr. f. phys. Chem. **70**, 569, 1910. Beiträge zur Kenntnis der Dielektrizitätskonstanten von Lösungsmitteln.

Walker, George W., Roy. Soc. London 27. I. 1910 (Chem. News **101**, 63, 1910). Initial accelerated motion of electrified systems of finite extent and the reaction produced by the resulting radiation.

— Phys. Ztschr. **11**, 320, 1910. Die anfängliche beschleunigte Bewegung elektrisch geladener Systeme von endlicher Ausdehnung und die Reaktion infolge der dabei auftretenden Strahlung.

Walter, L. H., Electrician **64**, 790, 899, 946, 1910. The radiation from directive aerials in wireless telegraphy (vgl. ebenda S. 834, 899, 947 W. H. Eccles).

— Helios **16**, 146, 1910 (Ref. über Electrician **64**, 550, 1910). Die Peukertsche Hochfrequenz-Entladestrecke.

Webb, W. et Woodman, E., La Lum. él. **32** (2), 405, 1910 (Ref. über Electrician **64**, 669, 1910). Vibrateurs et récepteurs d'ondes électriques de courte longueur (vgl. Ann. Phys. Beibl. **34**, 383, 1910 und Phys. Rev. **29**, 89, 1909).

Wien, M., Phys. Ztschr. **11**, 282, 1910. Über einen Einfluß des Metalls der Funkenstrecke auf die Frequenz elektrischer Schwingungen.

— Phys. Ztschr. **11**, 311, 1910. Nachtrag zu meinem Aufsatz: Über eine neue Form der Stoßerregung elektrischer Schwingungen.

Wild, L. W., Electrician **64**, 835, 1910. The production, measurement and effect of variable wave-form (für gewöhnliche Frequenzen).

Zeitschrift für Schwachstromtechnik 4, 153, 1910 (aus „Militärische Presse"). Die Funkentelegraphenstation Pola.

Detektoren.

1. Kohärer.

— — — — — — — — — — — — — — — — — — — —

2. Elektrolytische Detektoren.

Jégou, Paul, La Lum. él. **32**, 361, 1910. Détecteur électrolytique très sensible fonctionnant sans force électromotrice auxiliaire.

3. Thermische Detektoren.

Kempe, Wilhelm, Phys. Ztschr. **11**, 331, 1910. Der Barretter und seine Verwendbarkeit als Indikator in elektrisch schwingenden Systemen.

4. Magnetische Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — — — —



5. Diverse Detektoren.

Thomas, L. W., Elektrot. Ztschr. **31**, 320, 1910 (Ref. über Electric. World **54**, Nr. 21, S. 1234). Erfahrungen mit Kristalldetektoren.

Wellish, E. M., Electrician **64**, 936, 1910. Electric detector for electromagnetic waves (vgl. Proc. Cambr. Phil. Soc. **15**, 337, 1909 und La Lum. él. **32**, 150, 1910).

(Eingesandt 1. Mai 1910.)

Bücherbesprechungen.

Graetz, L., Die Elektrizität und ihre Anwendungen. XVI u. 690 Seiten mit 627 Abbildungen. 15. Auflage (57. bis 66. Tausend). Verlag von J. Engelhorn, Stuttgart 1910. geb. M. 9.—

Es handelt sich um die nach dem neuesten Forschungsstand ergänzte und an einzelnen Stellen umgearbeitete 15. Auflage des renommierten Buches, das ohne Zweifel das beste existierende populäre Werk über Elektrizität ist.

E.

Zenneck, J., Leitfaden der drahtlosen Telegraphie. XV und 384 Seiten mit 332 Textabbildungen und zahlreichen Tabellen. Verlag von Ferdinand Enke, Stuttgart 1909. M. 9.—

Das Buch ist auf Anregung des Verlegers entstanden und war ursprünglich als Auszug aus des Verfassers bekanntem großen Werke „Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie" gedacht. Tatsächlich hat es sich aber ziemlich unabhängig davon gemacht, es sei denn, daß für das Verständnis das vorausgesetzt wird, was in den ersten vier Kapiteln des großen Werkes besprochen ist. Ich darf wohl sagen, daß es keinen einzigen Gesichtspunkt des heute so komplizierten Gebietes der drahtlosen Telegraphie gibt, der nicht mit ebenso gründlicher, praktischer wie theoretischer (im Text mit nur elementaren mathematischen Mitteln, in den Zusätzen unter Voraussetzung der theoretischen Elektrizitätslehre) Sachkenntnis ventiliert wäre. Hier haben wir wirklich einen Standard-Leitfaden des Gebietes, der sowohl dem Theoretiker wie dem praktischen Pionier unentbehrlich sein wird. Ich kann den Ansichten des Verfahrens über das Poulsen-System, (S. 332/333) soweit sie ungünstig sind, nicht unbedingt zustimmen; die Aufdeckung seiner Mängel ergab auch die Möglichkeit der Beseitigung derselben und verweise ich z. B. auf die Arbeit von Vollmer im Institut von Prof. M. Wien, veröffentlicht im 2. und 3. Heft des vorliegenden III. Bandes des Jahrbuches; speziell gibt es wie ich aus sichersten mündlichen Angaben von Prof. Pedersen (dem wissenschaftlichen Mitarbeiter von Dr. Poulsen) weiß, praktisch keine Frequenzschwankungen mehr. Auch teile ich nicht seine Ansicht über das Verdienst Marconis um die Abstimmung; aus persönlicher Erfahrung mit der Marconi Cie. weiß ich wie schlecht es um dieselbe bestellt war. Auf einige Ungenauigkeiten in den Ausführungen auf S. 25, 76, 150, 154 hat bereits ein Referat a. a. O. (E. T. Ztschr. **30**, 1219/1220, 1909) aufmerksam gemacht, weshalb der Kürze halber darauf verwiesen sei.

E.

Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 3. 1910. Heft 6.

Die Grundsätze für die Konstruktion funkentelegraphischer Systeme.[1])

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt.)

Von **F. Kiebitz.**

Die Technik der drahtlosen Telegraphie ist heute so weit vorgeschritten, daß sie mit der besten Aussicht auf Erfolg daran denken kann, Stationen zu errichten, die es gestatten, eine Verbindung herzustellen zwischen unseren Kolonien und der Heimat. Angesichts der großen Aufwendungen, die für derartige Projekte notwendig sind, ist es wohl wert, einmal rückblickend zu betrachten, inwieweit die heutigen funkentelegraphischen Einrichtungen diejenigen theoretischen Idealfälle vorstellen, die die günstigsten Wirkungen versprechen. Wenn ich dabei nicht annähernd alle Veröffentlichungen anführen kann und trotzdem Gebrauch machen werde von allen Erkenntnissen, die uns über die Funkentelegraphie geworden sind durch die Forschungen von Braun, Drude, Simon, Wien, Zenneck und vielen anderen, die sich in wissenschaftlicher Weise um die drahtlose Telegraphie verdient gemacht haben, so glaube ich, das um so mehr tun zu dürfen, als ich andererseits nicht Anspruch darauf erhebe, prinzipielle Neuigkeiten mitzuteilen, sondern nur versuchen möchte, die Leistungen der technischen Konstruktionen mit den günstigsten Möglichkeiten zu vergleichen, um klar erkennen zu lassen, was von den heutigen Konstruktionen bleibenden Wert hat, und in welcher Richtung wir mit der größten Aussicht auf Erfolg zu arbeiten haben werden, um die Systeme weiterhin zu vervollständigen.

---

[1]) Nach einem im Elektrotechnischen Verein in der Sitzung vom 15. XII. 1908 gehaltenen Vortrag, vgl. Elektrot. Ztschr. 1908, S. 1267.

Ich beginne mit der Besprechung der funkentelegraphischen Sender und möchte Schritt für Schritt die Energieumwandlung von dem Gleichstrom an betrachten, die sich abspielt, bis die Hertzschen Wellen in den Raum ausgestrahlt werden. Ich übergehe dabei die Erzeugung des Gleichstroms aus mechanischer Energie, weil diese Probleme kein spezifisches Interesse für die Funkentelegraphie haben, sondern allgemein elektrotechnischer Art sind. Ich halte mich auch nicht auf mit den Versuchen, die gemacht worden sind, direkt aus mechanischer Energie Hochfrequenzstrom herzustellen. Das ist bisher höchstens mit sehr geringem Wirkungsgrad möglich gewesen.

Wir wollen uns zunächst denken, wir haben eine vorgegebene Energiequelle für Gleichstrom oder Wechselstrom zur Verfügung und speisen damit eine Marinestation älterer Konstruktion, die schon mit einem gekoppelten System arbeitet, aber noch kein gutes Resonanzinduktorium besitzt. Dann sieht es mit der Wellenerregung der Größenordnung nach folgendermaßen aus:

Wenn 1 KW aufgewendet wird, um die Station zu speisen, so werden vielleicht 200 Watt in Vorschaltwiderständen verbraucht; es verbleiben 800 Watt. Von diesen 800 Watt gehen ungefähr 750 Watt verloren durch Nebenentladungen und durch Wärmeverluste im Induktorium; bleiben 50 Watt, die in Form von Ladungsenergie auf den Flaschenkreis übergehen. Von diesen 50 werden ca. 20 im Funken übergeführt in Energie von Wärme, Licht, Schall; weitere 20 Watt werden umgesetzt in Wärme in den Belegungen und im Schließungskreise, oder sie gehen in Form von Büschelentladungen verloren; bleiben ungefähr 10 Watt, die auf die Antenne übergehen. Von diesen 10 werden etwa 9 umgesetzt in Stromwärme in der Antenne und Erdleitung, oder zur Ozonbildung verwendet, und etwa 1 Watt wird umgesetzt in die Energie Hertzscher Wellen — ergibt in Summa einen Wirkungsgrad von 1 $^0/_{00}$.

Heute sind die Systeme wesentlich verbessert. Ich möchte Schritt für Schritt die Vorgänge in einem gekoppelten System betrachten, zunächst die Umwandlung von Gleichstrom in den Hochfrequenzstrom. Bei der Funkenmethode wird unterbrochener Gleichstrom oder langsamer Wechselstrom auf hohe Spannung transformiert, die einen großen Kondensator mit einer gewissen Häufigkeit pro Sekunde auf das Entladungspotential einer Funkenstrecke auflädt. Hier geht der Wirkungsgrad des Transformators ein. Er kann durch eine zweckmäßige Ausnutzung des Resonanzprinzips auf Beträge von ungefähr 60 $^0/_0$ gebracht werden. Jetzt haben wir einen beträchtlichen Teil der primär auf-

gewandten Energie dazu verwendet, ein starkes elektrisches Feld zwischen den Belegungen des Flaschenkreises herzustellen. Wie muß der Flaschenkreis konstruiert sein, damit diese Energie zunächst dem Antennenkreise mitgeteilt wird? Wir wollen allgemein die Ursachen betrachten, welche die Schwingung in einem Flaschenkreise dämpfen. Wenn wir gar keine dämpfenden Ursachen hätten, würde jedes schwingungsfähige System, das einmal zu einer Schwingung erregt ist, mit gleicher Amplitude weiter schwingen und nie zur Ruhe kommen. Wenn wir eine Dämpfungsursache einführen, wird die Amplitude vermindert. Es gibt zunächst Verlustquellen, die in unbestimmter Weise die Amplitude nach jeder Schwingung verkleinern, weil ihre Wirkung von der Größe der Amplitude abhängt. Hierher gehört vor allem die Funkendämpfung, die mit abnehmender Stromstärke sehr große Werte einnimmt. Andererseits machen sich Energie verzehrende Büschelentladungen dann geltend, wenn die Amplitude der Schwingung einen gewissen Wert übersteigt, bei dem die Isolationen versagen. Diese Dämpfungsursache muß unter allen Umständen vermieden werden, und kann auch vermieden werden, wenn wir mit voller Energieausnutzung arbeiten wollen. Die Funkendämpfung ist nicht vollkommen zu vermeiden.

Es gibt ein einfaches Experiment, durch das man sich deutlich überzeugen kann, ob die Möglichkeit zu Nebenentladungen genügend vermieden ist. Faßt man nämlich in einem nicht geerdeten System die Funkenstrecke einpolig an, so fühlt man auch bei starken Funken nichts, wenn alle Isolationen gut sind. Dagegen empfindet man unerträgliche Entladungen, wenn Gelegenheit zu Nebenentladungen vorliegt. Dieses einfache Experiment wird leider viel zu selten ausgeführt.

Ich zeige Ihnen den Versuch an diesem Schwingungskreise, der den Anforderungen entspricht, die von Drude an die Konstruktion gestellt worden sind, und der zu einer Stationseinrichtung gehört. Der Kondensator besteht aus Zinkplatten in Öl, der Schließungskreis hat nur sechs Windungen, in der Mitte die Funkenstrecke. Die Zuführungen zum Induktorium liegen dicht an den Polen der Funkenstrecke, so daß galvanische *K*opplung der Zuleitungen mit dem Schwingungskreise ausgeschlossen ist. Während Funken übergehen, kann man einen Pol der Funkenstrecke anfassen, ohne etwas zu fühlen.

Weitere Dämpfungsursachen bewirken, daß die Amplitude in ganz konstanter Weise abnimmt, so daß der Amplitudenverlauf einem logarithmischen Gesetze folgt; diese sind: die Entwickelung Joulescher Wärme im Schließungskreise; ferner Erzeugung von Foucaultströmen

in benachbarten Leitern; weiterhin schädliche Reflexionen innerhalb der Systeme. Den ersten von diesen Punkten: „Entwickelung Joulescher Wärme im Schließungskreise“ können wir nicht vollkommen vermeiden; wir können sie durch geeignete Drahtquerschnitte auf ein Mindestmaß zurückführen, ferner durch genügend große Selbstinduktion. Wie man Wirbelströme in benachbarten Leitern auf ein Mindestmaß zurückführt, das ist lediglich Sache der Konstruktion. Zum Beispiel lag bei alten Schiffsstationen der Schließungsbogen in Kreisen um die belegten Leydener Flaschen herum, so daß innerhab der Flaschenbelegung Wirbelströme erzeugt wurden, welche die Flaschen stark erwärmten. Bei einem Schwingungskreise, mit Plattenkondensator würde es unzweckmäßig sein, wenn man den Schließungsbogen so montieren wollte, daß seine Fläche parallel zu den Platten des Plattenkondensators steht. Dann wird die Möglichkeit gegeben sein, daß durch starke Wirbelströme in den Platten eine schädliche Dämpfung des Systems eintritt. Darum stellt man am besten die Ebene des Schließungskreises senkrecht auf die Ebene der Kondensatorplatten, und erreicht, daß in der Hauptsache nur die Dämpfung durch die Funkenstrecke übrig bleibt. In alten Konstruktionen von Flaschenkreisen kann man lediglich durch zweckmäßige Änderung der Montage das Dämpfungsdekrement von dem Betrage 0,34 auf 0,16 herabdrücken.

In einem gekoppelten System kommt drittens noch eine Amplitudenabnahme nach einem trigonometrischen Gesetz hinzu. Hier schwebt die Amplitude in jedem einzelnen System zwischen Maximalwerten auf und ab. Ich erinnere an die photographischen Aufnahmen, die vor einiger Zeit Herr Professor Diesselhorst (vgl. Elektrot. Ztschr. 1908, S. 704) hier vorgeführt hat, wo direkt sichtbar gemacht worden war, wie der Amplitudenverlauf in einem gekoppelten System ungefähr ein sinusförmiger ist. Ist A die Maximalamplitude, so verläuft die schwebende Schwingung nicht einfach mit der Periode T nach der Zeitfunktion

$$A \cdot \sin 2\pi \frac{t}{T}$$

sondern nach dem Ausdruck:

$$A \cdot \sin 2\pi \frac{t}{\tau} \cdot \sin 2\pi \frac{t}{T},$$

wenn τ die Periode der Schwebung ist. Schreibt man diesen Ausdruck in der Form:

$$\frac{A}{2} \cdot \cos 2\pi t \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{T}\right) - \frac{A}{2} \cos 2\pi t \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{T}\right),$$

so erkennt man, daß das periodische Schweben der Maximalamplitude äquivalent ist mit dem gleichzeitigen Vorhandensein von zwei getrennten Schwingungen von verschiedener Periode und konstanter Amplitude.

Tatsächlich beobachten wir bekanntlich in einem gekoppelten System, wenn wir die Koppelung über einen bestimmten Grad steigern, immer zwei getrennte Wellen. Was uns in diesem Zusammenhang interessiert, ist der Umstand, daß diese dritte Ursache für die Amplitudenabnahme (nach einem trigonometrischen Gesetz) diejenige ist, welche nutzbar gemacht wird in dem gekoppelten System. Es kommt für die Konstruktion alles grundsätzlich darauf an, das System so einzurichten, daß die Amplitudenabnahme durch Koppelung groß ist gegenüber allen anderen Ursachen zu Amplitudenabnahmen. Am vollkommensten ist das wohl erreicht bei dem System der tönenden Funken, welches ebenso, wie schon vorher das System von von Lepel, auf dem von Wien entdeckten Phänomen der Stoßerregung durch sehr kleine Funken beruht.

Das Wichtigste an diesem Phänomen ist, daß trotz enger Koppelung keine Schwebungen zustande kommen, sondern nur eine einmalige rasche Amplitudenabnahme; sobald die ganze Energie zum ersten Male in das Sekundärsystem hineingegangen ist, verlischt der Funke, und der Primärkreis ist nicht mehr resonanzfähig, sondern scheidet aus dem System aus. Dadurch ist man in hohem Maße frei von allen Dämpfungsverlusten des Primärkreises. Es ist das ein großer Fortschritt gewesen gegenüber den alten gekoppelten Systemen, ein Fortschritt, durch den sogar der Wirkungsgrad des Poulsen-Generators überholt worden ist. Darum dürfen wir in dem System der tönenden Funken einen vorläufigen Abschluß des Problems der Hochfrequenzstromerregung erblicken.

Wir haben nun weiter das Schicksal der Energie zu betrachten, die durch irgendein Verfahren dem Luftleiterkreise mitgeteilt worden ist. Hier begegnen wir zunächst denselben Energie verzehrenden Faktoren wie im Primärkreise. Die Büschelentladungen sind wegen der kleinen Kapazität der Antennen viel schädlicher als in dem geschlossenen Systeme mit seiner großen Kapazität. Da kommt es weniger auf einen kleinen Ladungsverlust an, der bei einem System mit kleiner Kapazität bereits einen erheblichen Anteil der ganzen Energie bedeuten kann.

Die Energieverluste durch Entwickelung Joulescher Wärme sind auch im offenen Sender vorhanden. Es tritt neu hinzu die Amplitudenabnahme, die Dämpfung, durch Strahlung. Wenn wir uns den

extremen Fall denken, daß wir ein schwingungsfähiges Gebilde konstruieren könnten, das überhaupt keine Dämpfungsursachen hat, so würde es, wenn wir es einmal zum Schwingen anregen, in alle Ewigkeit fortschwingen. Wir können kein solches System bauen, wir können auch keins bauen, das gar keine Hertzsche Strahlung ergibt. Denken wir uns z. B. einen Wellenmesser, der einen ziemlich gut geschlossenen Schwingungskreis darstellt, so ist er doch nicht in mathematischem Sinne als geschlossener Schwingungskreis anzusprechen, das heißt als ein System mit vollkommen quasistationärem Stromverlauf; und wenn auch alle Verlustursachen vollkommen vermieden werden könnten, so würde die Schwingung in ihm doch allmählich abklingen, und seine ganze Energie würde sich dem Raume mitteilen in Form von Hertzschen Wellen von sehr kleiner Amplitude und sehr kleiner Dämpfung. Wir können die Wellen, die von einem Wellenmesser ausgestrahlt werden, überhaupt kaum nachweisen. Sie sind darum so schwach, weil das Dämpfungsdekrement, die Größe, welche die Amplitudenabnahme mißt, fast vollkommen durch Wärmeentwickelung verursacht ist. Das Strahlungsdekrement würde für einen praktisch geschlossenen Schwingungskreis eine außerordentlich winzige Zahl sein, die gegenüber dem Verlustdekrement überhaupt nicht in Frage kommt.

Ein wirksamer Luftleiter muß aber so gebaut sein, daß umgekehrt die Dämpfung durch Strahlung die Verlustdämpfung überwiegt. In dieser Beziehung ist der Sender noch sehr wenig studiert. Es ist aber sicher, daß bei den üblichen Antennen das Dämpfungsdekrement kaum größer ist als der fünfte Teil des Verlustdekrements.

Wie können wir nun erreichen, daß das Strahlungsdekrement groß ist gegenüber dem Verlustdekrement? Wenn ich zunächst sagte, daß auch ein annähernd geschlossener Schwingungskreis, der nicht gerade mathematisch geschlossen ist, Hertzsche Wellen ausstrahlt, so könnte man auf den Gedanken kommen, daß es völlig gleichgültig ist, wie das strahlende System gebaut ist, wenn es nur gelingt, alle Verlustursachen auf ein Mindestmaß herunterzudrücken. In der Tat ist auch bei gegebener Höhe, die man beim Bau des Luftleiters einhalten muß, seine Form von sekundärer Bedeutung, wenn er nur so gebaut ist, daß Büschelentladungen und Ohmsche Widerstände sowie je nach den örtlichen Verhältnissen Wirbelströme in benachbarten Metallkonstruktionen nach Möglichkeit vermieden sind. Das größte Strahlungsdekrement, das theoretisch überhaupt möglich ist, hat der geradlinige Hertzsche Eerreger, ein Sender, dessen Länge gleich einer halben Wellenlänge ist, er hat einen Strahlungsdekrementswert von der un-

geführen Größe 0,2. Wenn eine Antenne größere Dämpfungsdekremente hat, dann können wir das nicht auf Kosten der Strahlung setzen. Wir müssen also auf der einen Seite versuchen, das Strahlungsdekrement zu vergrößern, auf der anderen, das Verlustdekrement zu verkleinern. Mit der wirksamen Höhe der Antennen sind wir aber an Grenzen gebunden, die nur einen kleinen Bruchteil der Viertelwellenlänge betragen; wir müssen also mit kleinen Strahlungsdekrementen rechnen. Es kommt alles darauf an, die Verlustdekremente herabzudrücken.

Grundsätzlich brauchen wir im gekoppelten System für die Sendeanordnung erstens einige Windungen für die Koppelungsspule und dann den Luftleiterdraht auf der einen Seite, ein Gegengewicht oder eine Erdleitung auf der anderen Seite. Für die Konstruktion eines Systems, das aus Luftleiter, Koppelungsspule und Gegengewicht besteht, hat der verstorbene Physikprofessor Drude die Theorie ausgearbeitet, es sind durch ihn Formeln und Tabellen geschaffen worden, die ein solches System zu berechnen gestatten (vgl. Annalen der Physik, Bd. 9, 1902, S. 293, 590ff.; Bd. 11, 1903, S. 957ff.). Ein System mit Erdleitung wirkt genau ebenso, vorausgesetzt, daß die Erdleitung genau im Spannungsknoten angebracht war, und dieser Spannungsknoten genau in der Mitte der Koppelungsspule lag. Zudem muß unbedingt gefordert werden, daß die Erdleitung möglichst frei ist von Selbstinduktion und von Ohmschem Widerstand; andernfalls werden die Systeme außerordentlich kompliziert. Es richtet sich nach den örtlichen Verhältnissen, ob es zweckmäßig sein wird, eine Erdleitung anzuwenden. In der Marine hat man die denkbar besten Bedingungen für eine wirksame Erdleitung direkt im Schiffskörper. Wo man diese ausgedehnten Metallflächen zur Verfügung hat, die in gut leitendem Wasser schwimmen, ist es ganz ausgeschlossen, daß man daran denken würde, ein Gegengewicht zu verwenden. Es ist auch ausgeschlossen, weil das Gegengewicht so große Dimensionen haben müßte, daß man es auf dem Schiffe nicht unterbringen könnte. Also bei der Marine muß man mit einem Sender arbeiten, der aus Luftleiter, Koppelungsspule und Erdleitung besteht. Anders ist es auf dem Lande. Da ist größte Vorsicht notwendig, denn wir wissen wenig, wie groß der Ohmsche Widerstand einer Erdleitung für elektrische Wellen ist, auch wenn wir ihn für langsamen Wechselstrom gemessen haben. Ich erinnere daran: je höher die Frequenzen sind, um so größer werden die Widerstände, die elektrische Wellen durch einen Elektrolyten erfahren. Wellen von 3 cm gegenüber verhält sich die bestleitende Schwefelsäure

wie ein vollkommener Isolator. Erst bei größeren Wellen nehmen die Elektrolyten auch leitende Eigenschaften für die elektrischen Wellen an.

Die Erdleitung wirkt zweitens ungünstig, wenn sie nicht selbstinduktionsfrei verlegt ist. Nehmen wir eine Erdleitung von 10 m Länge, so bekommen wir komplizierte Erscheinungen. Die beruhen auf folgendem. Wenn wir irgendein elektrisch schwingungsfähiges System betrachten, so kommt die Grundschwingung zustande durch die Reflexion, die der elektrische Strom erfährt an den beiden Enden, am oberen Ende der Antenne und an der Gegenantenne; an solchen Stellen wird der elektrische Strom mit voller Amplitude reflektiert. Auch an jeder anderen Stelle, wo ein sprungweiser Übergang der elektrischen oder geometrischen Eigenschaften des ganzen Systems stattfindet, treten Reflexionserscheinungen mehr oder weniger stark auf. Sie bedeuten Energieverluste und müssen darum auf ein Mindestmaß zurückgeführt werden. Man kann sie dadurch deutlich machen, daß man in geeignetem Rhythmus das System erregt; dann ist es imstande, unharmonische Oberschwingungen auszuführen, die durch derartige zufällige Reflexionen zustande kommen, und die Zahl der möglichen Oberschwingungen in einem schwingungsfähigen Gebilde gibt uns ein Maß für die Reflexionsverluste innerhalb des Gebildes. Auf den günstigsten Fall einer Spule mit Antenne und Gegenantenne, in dem nur eine unharmonische Oberschwingung möglich ist, beziehen sich die Berechnungen von Drude. Wir haben ein einfaches experimentelles Kriterium, um festzustellen, ob ein solches Gebilde vorliegt. Wenn wir es erregen, dürfen in der Mitte des Gebildes gar keine Spannungsschwankungen auftreten. An der mittelsten Windung darf also auch eine empfindliche Heliumröhre selbst dann nicht leuchten, wenn aus den Endwindungen lange Funken gezogen werden können.

Ich möchte diesen Versuch zeigen an einem kleinen Modell (vgl. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges., Bd. 10, 1908, S. 386). Der offene Kreis besteht aus einer Spule auf einem gläsernen Standzylinder, die oben in einen geraden Draht ausgeht und unten eine Metallscheibe trägt. Er wird erregt durch einen kleinen geschlossenen Kondensatorkreis. Dieser besteht aus zwei verschiebbaren Platten in Öl und einem einfachen Schließungskreise mit symmetrischer Funkenstrecke. Wir können durch Änderung des Plattenabstandes Resonanz herstellen zwischen diesen beiden Systemen. Um die Resonanz wahrzunehmen, werde ich an das System eine evakuierte Röhre hängen, diese kommt dann im Resonanzfalle zum Leuchten. Berührt man die Mitte der Spule mit der Röhre,

so bleibt sie dunkel. Nähert man der Platte die Hand, so verlischt eine leuchtende Röhre; die Wellenlänge ist dadurch vergrößert worden. Berührt man die Spule an irgendeiner anderen Stelle, als am Spannungsknoten, so zerstört man die Schwingung.

Mit der Höhe eines Luftleiters wird man zweckmäßigerweise immer möglichst weit gehen, um sein Strahlungsdekrement auf eine Größe zu bringen, die der des Hertzschen Erregers sich nähert. Aber viel wesentlicher scheint es für die Konstruktionen zu sein, sie in der Richtung zu verbessern, daß man darauf achtet, alle Verlustdekremente nach größter Möglichkeit zu vermeiden.

Was die Ausbreitung der Wellen im Raume anlangt, so haben wir es in der Hand, Antennen zu konstruieren, die Richtungsunterschiede in der Ausstrahlung besitzen, wenigstens bis zu einem gewissen Grade, wie Marconi gezeigt hat. Die Erklärung der Vorgänge, die sich dabei abspielen, ist erschwert durch die Ungewißheit, mit welcher wir die Rolle kennen, welche die Erde in der drahtlosen Telegraphie spielt. Ich möchte zunächst betonen, daß wir zweierlei Dinge unterscheiden müssen, bei denen die Erde in Frage kommt: Erstens für die Entstehung der Welle in der Antenne eines geerdeten Systems. Da kommt sie wegen ihres Leitungswiderstandes, den sie dem Hochfrequenzstrom entgegensetzt, in Frage. In einer ganz anderen Weise spielt sie eine Rolle als Spiegel für die elektrische Welle. Das kommt hauptsächlich in Frage bei der Ausbreitung der Welle über die Erdoberfläche. Beide Vorgänge müssen getrennt werden. Der ganze Vorgang in einem geerdeten Schwingungssystem wird auch gespiegelt. Das ist die Grundlage, auf der Marconi seine ersten Versuche überhaupt aufgenommen hat. Es wird aber auch jedes Gebilde ohne Erdleitung, das dicht über der Erde angebracht ist, auch z. B. Gebilde, die von Bellini und Tosi für gerichtete drahtlose Telegraphie verwendet worden sind, von der Erde gespiegelt (vgl. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges., Bd. 10, 1908, S. 935). Für die gerichtete drahtlose Telegraphie ist es, wie mir scheint, ein Haupterfordernis, zu verlangen, daß die Richtfähigkeit nicht auf Kosten der Reichweite geht. Es ist für den Marconischen Sender von Fleming nachgewiesen, daß die Richtfähigkeit des Senders um so stärker wird, je größer der horizontale Teil ist im Vergleich zum vertikalen. Andererseits ist aber auch die maximale Reichweite um so kleiner, je ausgeprägter die Richtungsunterschiede sind.

Obgleich die Abnahme der Reichweite nach allen Richtungen erfolgt, hat es trotzdem Wert, derartige Systeme zu bauen, weil wir



ohnehin keine Luftleiter bauen können, welche die maximale Reichweite des Hertzschen Erregers hätten, besonders wenn die Wirkung nach einer Richtung verkleinert werden soll. Ob aber bei gegebener Masthöhe durch das Marconische System die Strahlung nach einer Richtung vergrößert wird, ist meines Wissens nicht erwiesen. Es ist eine offene Frage, ob die große transatlantische Marconi-Station in Clifton, die eine gerichtete Antenne hat und die maximal nach Westen strahlen soll, wirklich in dieser Richtung eine Reichweite hat, die größer ist als bei einer nicht gerichteten Station mit einem Luftleiter von derselben Höhe und der Form der Schirmantenne in Nauen. Man kann Stationen bauen, die gerichtet strahlen, ohne an Reichweite einzubüßen. Dies gelingt, wenn man das Gegengewicht durch eine zweite Antenne ersetzt, die in einigem Abstand von der ersten aufgestellt wird. Durch Interferenz hebt sich dann die Wirkung beider Antennen auf in der Richtung, in der sie nebeneinander erscheinen (vgl. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges., Bd. 10, 1908, S. 934). Dieses System ist ausgearbeitet worden mit kleinen Feldstationen. Sie sind in handlicher Form hergestellt worden. Die Konstruktionsteile sind derartig, daß sie in beliebig große Verhältnisse übertragen werden können. Ich möchte sie an dieser Stelle darum erwähnen, weil sie sich als brauchbar erwiesen haben, um den Einfluß von Bodenverhältnissen und von Antennenformen auf die Reichweite zu konstatieren. Sie geben reproduzierbare Resultate. Die Reichweite einer solchen Station ist bei 100 m Wellenlänge und einem Energieaufwande von 25 Watt und einer Antenne von 8 m ungefähr 4 km, und zwar in immer reproduzierbarer Weise unter extremen atmosphärischen Verhältnissen. Die Sendeeinrichtung besteht aus einem Leydener Flaschenkreise von 10000 cm Kapazität und einem einfachen Schließungskreise mit symmetrischer Funkenstrecke; dieser Kreis erregt in magnetischer Koppelung den Luftleiterkreis. Er besteht aus einer Koppelungsspule mit Antenne und Gegenantenne. Letztere besteht aus zwei Drahtfächern, die gegeneinander isoliert sind. Es sind Dimensionen eingehalten worden, bei denen wir in der Mitte der Koppelungsspule keine Spannungsschwankungen haben, sondern einen Spannungsknoten.

Bei diesen Senderstationen sind alle besprochenen Voraussetzungen für die günstigste Wirkungsweise ziemlich befolgt; alle schädlichen Dämpfungsursachen sind nach Möglichkeit vermieden zugunsten einer wirksamen Koppelung und einer günstigen Ausstrahlung. Darauf ist die verhältnismäßig große Reichweite zurückzuführen. Derartige

Stationen gastatten es, in kleinen Verhältnissen bequeme Versuche auszuführen, die auch für große Stationen beweisend sind.

Wir kommen nun in einem dritten Abschnitt zur Besprechung der Konstruktion von Empfangsstationen. Diese bestehen zunächst wiederum aus einem Luftleitergebilde, und für dieses gelten genau die gleichen Konstruktionsbedingungen wie für den Luftleiter im Sender. Bei den soeben besprochenen Feldstationen wird z. B. dieselbe Antenne, Koppelungsspule und Gegenantenne, die zum Senden diente, für die Empfangsversuche benutzt. Der Luftleiterkreis wird gekoppelt mit einem Kreise, der einen Detektor enthält.

Wie soll man diesen Detektorkreis bauen? Ich möchte die Konstruktion empfindlichster Detektoren nicht zum Gegenstande dieser Besprechung machen. Unsere Detektoren sind auf ein so hohes Maß von Empfindlichkeit getrieben, daß wir auch alle ungewollten elektrischen Erscheinungen mit wahrnehmen können. Also alle störenden Erregungen der Atmosphäre werden in dem funkentelegraphischen Empfänger mit registriert. Wir können diese Störungen zurückdrängen teilweise durch die Konstruktion. Wenn es uns gelingt, mit möglichst klein dimensionierten Luftleitern zu empfangen, so können wir auch die atmosphärischen Störungen in hohem Grade vermeiden. Also, die integrierenden Indikatoren, die heute im Gebrauch sind, besitzen eine so hohe Empfindlichkeit, daß zu einer weiteren Steigerung vorläufig keine allzu dringende Veranlassung vorliegt.

Es entsteht die Frage: Wie muß der Detektorkreis konstruiert werden, damit er die Empfindlichkeit des Detektors möglichst gut ausnutzt? Man hat lange die Systeme nach dem Prinzip ausgebildet, den Kreis, in dem der Detektor ruht, abzustimmen auf den Luftleiterkreis. Dagegen liegen aber prinzipielle Bedenken vor. Man kann mit jedem Detektor Resonanzerscheinungen herstellen; das sind aber nicht die Erscheinungen, die ihn befähigen, die Zeichen aufzunehmen in der drahtlosen Telegraphie. Der Detektor soll die Energie der ankommenden Welle umsetzen in eine andere Energieform, möglichst direkt in Gleichstrom. Wenn wir das erreichen wollen, dürfen wir gar nicht den Kreis, in welchem der Empfänger liegt, so einrichten, daß er schwingungsfähig ist. Wir müssen den Kreis so bauen, daß jede Schwingung darin durch den Detektor vernichtet wird, daß also der an sich schwingungsfähige Kreis durch die Einschaltung des Detektors aperiodisch wird. Das kann man auf verschiedene Weise erreichen. Wie man in jedem einzelnen Falle den aperiodischen Kreis dimensionieren wird, das hängt teilweise von Nebenumständen ab. Je nach ihrer Wirkungs-

weise können wir die Detektoren vielleicht am besten in vier Gruppen ordnen: Erstens solche Detektoren, die auf Momentanwerte der Spannung ansprechen. Der Hauptrepräsentant dieser Gruppe ist der Fritter. Zweitens Detektoren, welche auf Momentanwerte des Stromes ansprechen. Da ist der Hauptrepräsentant der Marconische Magnetdetektor. Drittens Detektoren, die auf Integralwerte der Spannung ansprechen; sie sind mit einer Empfindlichkeit nicht ausgebildet, die sie für drahtlose Telegraphie brauchbar macht. Aber viertens Detektoren, die auf Integralwerte des Stromes ansprechen, sind auf hohe Empfindlichkeitsgrade gebracht; dieses sind Detektoren, wie sie heute fast ausschließlich noch gebaut werden (Schlömilch-Zelle, Bleiglanzdetektoren). Für solche Detektoren möchte ich Ihnen einige Empfangssysteme hier zeigen, die den Stationseinrichtungen des Telegraphen-Versuchsamts entnommen sind. Der Indikatorkreis besteht aus einer Spule, deren Größe von der ungefähren Wellenlänge, die man empfangen will, ein wenig abhängt. Sie enthält außer dem Detektor einen Glimmerkondensator von 2500 cm Kapazität, der den Telephonstrom blockiert. Diese Anordnung ist zur Veränderung der Koppelung drehbar im Innern der Luftleiterspule angebracht. Diese Spule wird an ihrem einen Ende mit der Antenne verbunden, am anderen mit der Gegenantenne. Um die Wellenlänge verändern zu können, ist in diesem Beispiel der Spule ein veränderlicher Kondensator parallel geschaltet. Dann können wir durch Vergrößerung des Kondensators die Empfangsstation auf größere Wellenlängen abstimmen, ohne neue Energieverluste einzuführen.

Für die Konstruktion des Luftleiterkreises gelten im Empfänger dieselben Gesichtspunkte wie beim Sender. Einen Punkt möchte ich noch besonders hervorheben: Wenn das schwingende System in einem anderen Punkte als in dem scharf ausgeprägten Spannungsknoten geerdet wird, so wird der Schwingungsvorgang gestört, wenn nicht zerstört. Derartige Störungen werden in mehr oder weniger hohem Grade außer durch Erdleitungen auch durch jede andere Zuleitung und schon durch die Annäherung geerdeter Konstruktionsteile hervorgerufen, bei einem System mit direkter Koppelung durch die Zuleitungen zum gekoppelten Kreise, falls die Koppelung nicht genau im Spannungsknoten angebracht wird. Man kann den Einfluß solcher Störungen zurückdrängen, indem man eine Drosselspule in die Zuleitung legt; man kann ihn aber nie ganz ausscheiden. Es ist auch nicht nötig, die Koppelung an einer anderen Stelle als im Spannungsknoten vorzunehmen. Man muß die Systeme nur so definieren, daß

man einen scharf ausgeprägten Spannungsknoten darin hat. Wie das zu geschehen hat, ist nach den Drudeschen Berechnungen sehr leicht festzustellen.

Ich möchte zum Schluß einige Erfahrungen mitteilen, die an den Stationen des Telegraphenversuchsamts gemacht worden sind, nachdem die soeben besprochenen Gesichtspunkte für die Konstruktion einmal scharf eingehalten worden sind. Es handelt sich zunächst um zwei Marinestationen älterer Konstruktion, die zwischen den Häusern von Berlin in 6 km Abstand aufgestellt waren. Sie konnten wechselseitig verkehren, wenn auf jeder Station mindestens 1 KW aufgewendet wurde. Es wurden nun magnetische Koppelung und Gegengewichte eingeführt, und die Dimensionen möglichst den nach Drude berechneten Werten angenähert. Ferner wurde der aperiodische Detektorkreis eingeführt. Danach gelang es, zwischen den Stationen mit einem Energieaufwande von 30 Watt zu telegraphieren. Das besagt, daß lediglich durch unnötige Verluste mindestens 97 % der gesamten aufgewandten Energie in der alten Konstruktion verloren gegangen sind.

Es ist im neuen Telegraphenversuchsamt eine Station errichtet worden, die möglichst genau die von Drude berechneten Dimensionen einhält. Die Anlage ist in einem turmartigen Aufbau untergebracht, der über die Dächer der nächsten Umgebung herausragt und ohne zusammenhängende Metallkonstruktionen ausgeführt ist. Als Luftleiter dient ein 10 m langes, glattes Messingrohr, als Gegengewicht ein quadratischer Drahtschirm von 2,5 m Seitenlänge. Mit dieser Station gelingt es, die Telegramme der Küstenstation Norddeich aufzunehmen.

Ich möchte noch die Berechnung des Luftleiterkreises für die Welle $\lambda = 450$ m angeben; dies ist die Wellenlänge, mit der die Station nach den Bestimmungen über den funkentelegraphischen Verkehr in Berlin und Umgebung zu arbeiten hat.

Die Koppelungsspule besteht aus einem Draht von der Länge $l' = 51$ m (Drude, Ann. d. Phys., Bd. 11, 1903, S. 973), der in $n = 135$ Lagen von dem Durchmesser $2r = 12{,}1$ cm auf einen Glaszylinder von 34,5 cm Höhe gewickelt ist. Die Drahtdicke beträgt $\delta = 0{,}08$ cm, die Ganghöhe der Spule $g = 0{,}26$ cm. Daraus erhält man die halbe Wellenlänge der Koppelungsspule $\frac{\lambda^0}{2}$ nach der Drudeschen Formel:

$$\frac{\lambda_0}{2} = l' \cdot f(h/2r,\ g/\delta,\ \varepsilon).$$



Der Faktor f, der von der Wickelungsart abhängt, hat nach der Drudeschen Tabelle für $h/2r = 2{,}87$, $g/\delta = 3{,}25$, $\varepsilon =$ Glasrohr den Wert

$$f = 0{,}87.$$

Mithin ist:

$$\frac{\lambda_0}{2} = 44{,}4 \text{ m}.$$

Wird an das eine Spulenende ein Rohr von der Länge $l = 10$ m und dem Radius $\varrho = 4$ cm angeschlossen, so wird ihm das elektrische Gleichgewicht gehalten durch einen Metallschirm von der Oberfläche S, wobei:

$$\sqrt{S} = \frac{0{,}603}{\log l/\varrho} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \operatorname{tg} 2\pi \cdot \frac{l}{\lambda} = 253 \text{ cm}.$$

Zur Berechnung der Gesamtwellenlänge dient der Durchlaßindex:

$$\beta = \log l/\varrho \cdot \frac{f}{n} \sqrt{h/2r} \cdot \varphi\,(h/2r) = 0{,}0665,$$

und die Wellenlänge λ folgt aus der Formel:

$$\operatorname{tg} \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda} = \beta$$

zu

$$\lambda = 375 \text{ m}.$$

Berücksichtigt man noch die 2 m langen Zuleitungen von der Koppelungsspule zu Antenne und Gegenantenne, so ergibt sich

$$\lambda = 405 \text{ m}.$$

Diese Wellenlänge würde dem System zukommen, wenn es frei im Raum schwebte. Im Gebäude angeordnet, wird sie infolge von Kapazitätsvergrößerung durch die benachbarten Wände auf 450 m erhöht.

Zum Schluß möchte ich Gelegenheit geben, sich von der Wirkungsweise eines aperiodischen Detektorkreises zu überzeugen (Demonstration zum Vortrag). Die Empfangseinrichtung ist in einem kleinen Kasten untergebracht. Als Antenne verwende ich einen einfachen Draht, der durch eine beschädigte Fensterscheibe geführt und an einem hohen Punkt des Gebäudes isoliert befestigt ist. Als Gegenantenne dient ein Drahtfächer. Mit Hilfe des Drehkondensators können die Wellenlängen 350 bis 600 m eingestellt werden. Eine 6 km entfernte Station, die

auf 450 m abgestimmt ist, gibt bei fester Koppelung das Versuchszeichen *w*, eine zweite, 4 km entfernte, gleichfalls auf 450 m abgestimmte Station gibt mit loser Koppelung gleichzeitig den Buchstaben *d*. Man hört im Telephon bei der Einstellung 450 das Zeichen *d*, bei den Einstellungen 380 und 520 das Zeichen *w*, entsprechend den bei fester Koppelung auftretenden zwei Wellen.

Es ist bekannt, daß es Schwierigkeiten bereitet, mit einem System, das schwerer ist als die Luft, sich vom Boden zu erheben. Weniger Beachtung finden die Schwierigkeiten, die es bereitet, Dingen, die in der Luft schweben, festen Boden zu verleihen, ich meine, theoretische Möglichkeiten, die für die Forschung oft kaum noch einer Erwägung bedürfen, in einer technischen Form zu verwirklichen, welche sie praktisch brauchbar macht. Ich hoffe, daß es mir gelungen ist, im Gebiete der drahtlosen Telegraphie einiges zur Klärung der Frage beigetragen zu haben, inwieweit heute die Technik diese Schwierigkeiten bewältigt hat, und in welcher Richtung wir grundsätzlich an der Verbesserung unserer Konstruktionen weiter arbeiten müssen, um weitere Erfolge zu erringen.

Zusammenfassung.

Die modernen Methoden der Hochfrequenzstromerregung besitzen einen so hohen Wirkungsgrad, daß von einer weiteren Steigerung dieses Wirkungsgrades grundsätzliche Fortschritte für die drahtlose Telegraphie zunächst nicht zu erwarten sind. Dagegen kann man die Wirksamkeit der Stationen durch Annäherung der Dimensionen des Luftleiterkreises an die von Drude berechneten Verhältnisse erheblich verbessern. Durch Benutzung mehrerer Antennen kann man gerichtete drahtlose Telegraphie herstellen, ohne an Reichweite einzubüßen. Für den Empfang ist es zweckmäßig, einen möglichst aperiodischen Detektorkreis mit dem Luftleiterkreise magnetisch zu koppeln.

An den Vortrag schloß sich folgende Diskussion:

Herr Prof. Diesselhorst: Ich würde gern über einen Punkt etwas näheres erfahren, der die zweite Methode betrifft, die der Herr Vortragende über die gerichtete drahtlose Telegraphie erwähnte, nämlich über die Methode der Interferenzen. Wenn man das Gegengewicht der Antenne gleichfalls als Antenne ausbildet, kann man die Strahlungen der beiden Antennen superponieren. Man erhält an einem bestimmten Orte als elektrische Feldstärke zwei Sinuswellen mit einer bestimmten Phasenverschiebung, die von der Wellenlänge und dem Abstand der beiden Antennen abhängt. Durch Addition bekommt man hieraus wieder eine Sinusschwingung mit etwas ver-



änderter Amplitude. Ich möchte den Herrn Vortragenden fragen, ob er bei seinen Versuchen hat feststellen können, daß die wirklich beobachtete ankommende Energie auch zahlenmäßig gleich war der berechneten Energie, die dem Quadrat der Amplituden proportional zu setzen ist.

Dr. Kiebitz, Vortragender: Die Empfangsversuche sind gemacht worden mit einem Bleiglanzdetektor und Telephon, und um ein Maß für die Größe der ankommenden Energie zu haben, konnte nur festgestellt werden, daß mit Hilfe des Bleiglanzdetektors deutliche Zeichen gehört werden konnten oder nicht. Die Grenze war ziemlich eng und betrug in 3800 m Abstand 150 bis 200 m. Es ist in der ganzen Umgebung des gerichteten Senders das Gelände abgesucht worden nach der Grenze für den Übergang des Detektorempfangs, nach Stellen, wo gar kein Empfang stattfindet. Es wurde festgestellt, daß sie in erster Annäherung gegeben ist durch zwei Kreise, die sich in der Station berühren, so daß man diese Kreise als eine angenäherte Kurve gleicher Energie ansprechen darf.

Herr E. Schiff: Der Herr Vortragende hat in der Einleitung seines Vortrages erwähnt, daß die drahtlose Telegraphie jetzt so weit gediehen sei, daß man sie für unsere Kolonien in Betracht ziehen könne. Der Zufall will, daß ich dem Herrn Vorsitzenden soeben eine kürzlich erschienene Schrift überreicht habe, in der ich ebenfalls für die Anwendung der Funkentelegraphie im Verkehr mit unseren Kolonien und innerhalb unserer Kolonien eingetreten bin. Das hängt aber von einer Voraussetzung ab, bezüglich deren ich mir eine Anfrage an den Herrn Vortragenden gestatten möchte. Es handelt sich darum, ob es wirklich gelungen ist, sich von den atmosphärischen Einflüssen wesentlich unabhängiger zu machen, als es vor einer Reihe von Jahren — als ich mit der drahtlosen Telegraphie praktische Berührung hatte — der Fall war. Nach Mitteilungen, die mir Herr Graf Arco vor einiger Zeit gemacht hat, glaube ich allerdings, daß in dieser Hinsicht erhebliche Fortschritte gemacht worden sind.

Dr. Kiebitz, Vortragender: Die atmosphärischen Störungen spielen in den Tropen eine außerordentliche Rolle und hindern die Anwendung der Funkentelegraphie sehr. Es ist ein großer Fortschritt durch die Methode der tönenden Funken erzielt worden: Die Zeichen kommen dabei in Form von musikalischen Tönen an, so daß man sie so hört, als ob sie auf einer Flöte geblasen würden. Die atmosphärischen Störungen haben den Charakter eines Knackens im Telephon. Man kann infolgedessen, wenn ein solches Knacken stattfindet, dieses Knacken doch deutlich unterscheiden von dem Ton der Morsezeichen. Dadurch ist die Möglichkeit gegeben, sich in weiteren Grenzen von atmosphärischen Störungen unabhängig zu machen, als man es bisher hat erreichen können, zumal da noch die Möglichkeit zu einer akustischen Abstimmung vorliegt, die nur die Laute der gewünschten Tonhöhe erkennen läßt, während Geräusche überhaupt nicht wahrgenommen werden.

Herr E. Schiff: Es wäre vielleicht erwünscht, daß der Herr Vortragende sich noch mit einigen Worten über den heutigen Stand der Abstimmungsfrage äußert, denn auch über die in bezug auf dieses Problem gemachten Fortschritte sind widersprechende Nachrichten an die Öffentlichkeit gelangt.

Dr. Kiebitz, Vortragender: Man kann über die Abstimmungsfrage

überhaupt nicht viel sagen, weil die Möglichkeit, sich von Störungen durch fremde Stationen unabhängig zu machen, in hohem Maße abhängt von der Entfernung dieser Stationen. Wenn man sich in einer Entfernung befindet, in der man von zwei Stationen gleichzeitig und mit gleicher Lautstärke empfängt, genügt eine Verstimmung bei einem modernen Empfangssystem von 2% vollkommen, um die beiden Wellen getrennt aufzunehmen. Anders ist es, wenn eine Station in großer Nähe sich befindet, die andere in großer Entfernung. Es hängt außerdem vom Charakter der ankommenden Welle ab; z. B. empfängt man ungedämpfte Wellen mit dem Ticker, der hauptsächlich auf ungedämpfte Wellen reagiert und die gedämpften Wellen nur zufällig als Störungen registriert. So spielt eine große Anzahl von Nebenumständen hinein. Das einzig Vergleichbare ist, daß zwei Stationen, die sich gegenseitig stören, mit derselben Intensität empfangen werden und getrennt werden können bei einer bestimmten Verstimmung, und diese liegt jetzt bei einem modernen System in der Gegend von 2%.

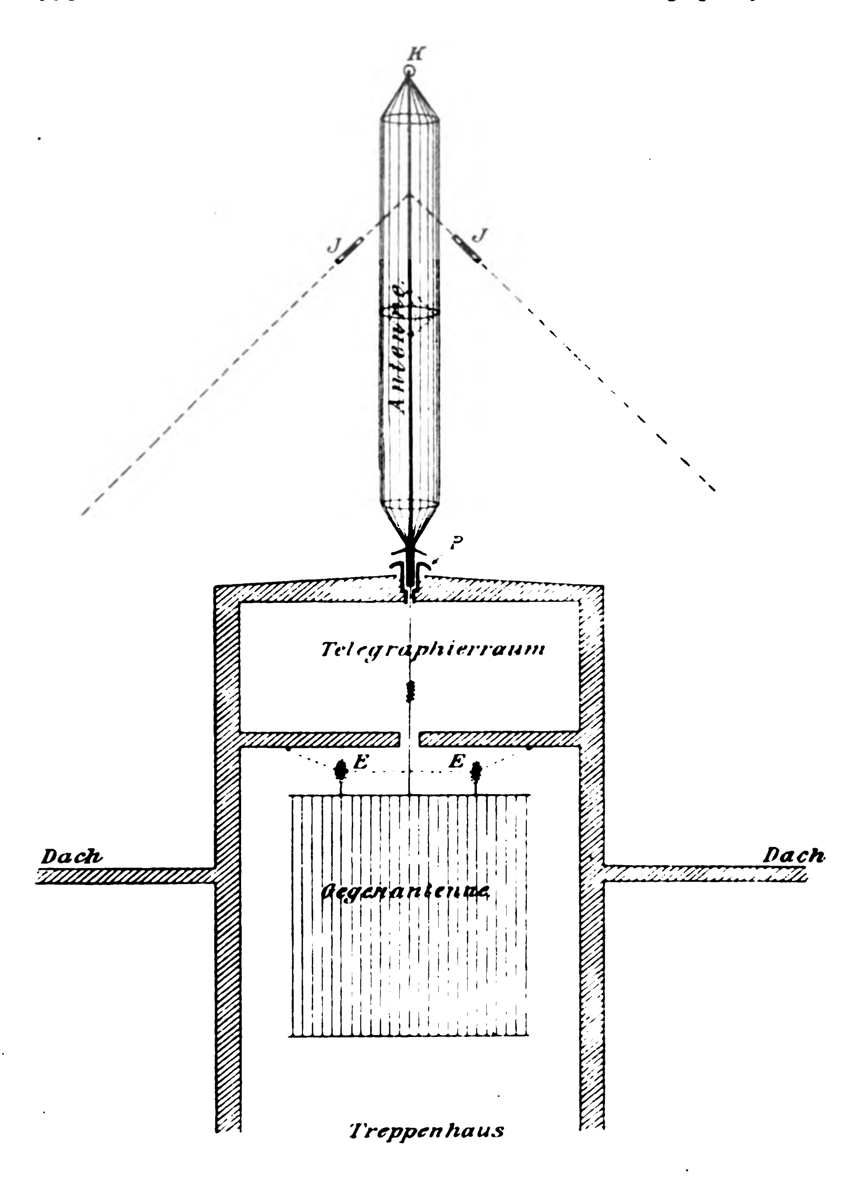
Zusatz.

Durch wiederholte Anfragen veranlaßt, füge ich die umstehende Zeichnung der auf Seite 558 erwähnten funkentelegraphischen Anlage in ihrer jetzigen vergrößerten Form bei.

Über dem Treppenhaus des Gebäudes ragt der das Stationszimmer enthaltende Aufbau 6 m über das flache Dach hinaus. In 3 m Abstand von diesem Aufbau sind alle zusammenhängenden Metallkonstruktionen rings herum vermieden.

Dicht unter dem Telegraphierzimmer hängt an Seilen über zwei Ebonitisolatoren *E* die Gegenantenne; sie ist so groß bemessen, daß sie im obersten Teil des Treppenhauses untergebracht werden kann, ohne den Gebäudeteilen näher zu kommen als 1 m. Sie besteht aus einem quadratischen Schirm von 5 m Seitenlänge, der diagonal im Treppenhause hängt. Die wagerechten Quadratseiten werden aus zwei 5 m langen, 3 cm starken Messingrohren gebildet; zwischen ihnen sind in 20 cm Abstand 0,6 mm dicke, 5 m lange senkrechte Kupferdrähte angelötet.

Die Antenne ist ein runder Drahtkäfig von 1,3 m Durchmesser, der von einer 10 m hohen Holzstange getragen wird. Der Fuß dieser Stange ist mit einem kurzen Stück Messingrohr umkleidet und steht in einem großen in das Dach eingebauten Porzellankörper. Gehalten wird die Stange durch drei über Hartgummiisolatoren *I* geführte Abspannseile. Die Spitze des Mastes trägt eine Messinghohlkugel *K* von 20 cm Durchmesser. In diese Kugel sind 20 Kupferbronzedrähte von 1,5 mm Dicke eingelötet, die in der aus der Figur ersichtlichen Weise über drei wagerechte Ringe aus spanischem Rohr nach dem Fuß des



Mastes geführt sind. Diese Ringe haben 1,3 m Durchmesser und sind mit 6 starken Hanffäden nach der Stange abgespannt.

Die Sende- und Empfangssysteme sind im Telegraphierraum auf-

gestellt und werden durch $2\,^1/_2$ m lange gut isolierte Litzen an Antenne und Gegenantenne angeschlossen.

Wird zum Betrieb dieser Station mit gewöhnlichen Funken 1 K.W. aufgewendet, so können die Zeichen in 40 km Entfernung mit einer 20 m hohen Antenne laut empfangen werden.

Polarisationszustand und Strahlung im Felde eines Systems monochromatisch und permanent schwingender Elementar-Oszillatoren.

Von **Karl Uller.**

Kapitel VI.

Es bringt einen besseren Einblick in die Verhältnisse mit sich, wenn ich das Fernfeld und die Fernstrahlung eines Systems monochromatisch und permanent schwingender Elementar-Oszillatoren in einem unbegrenzten, homogenen und isotropen Medium, die ich in vorangehenden Abhandlungen dargestellt habe, noch nach einer anderen Rechnungsmethode entwickele.

Nach früheren Erörterungen ist das Feld ableitbar aus dem Vektor $\Gamma = \sum \mathfrak{g} \cdot e^{-i m r}/r = \sum \mathfrak{g} \cdot U(r)$. Wählt man nun einen beliebigen Bezugspunkt $(\xi_0\, \eta_0\, \zeta_0)$, der mit einem der Dipole zusammenfallen darf, und bezeichnet man mit r_0 den Abstand des Aufpunktes von diesem, so besteht das neue Verfahren darin, daß ich $U(r)$ nach dem Taylorschen Theorem in eine Potenzreihe nach $\xi - \xi_0$, $\eta - \eta_0$, $\zeta - \zeta_0$ entwickele, wobei die Bedingungen der Zulässigkeit und Konvergenz stets erfüllt sind. Dadurch wird Γ bei gegebenen Lagen $(\xi\, \eta\, \zeta)$ der komplexen elektrischen Momente $\mathfrak{g}$ in Abhängigkeit von r_0 und seinen Ableitungen nach $\xi_0\, \eta_0\, \zeta_0$ gebracht.

So erhalten wir z. B. für die x-Komponente:

$$\Gamma_x = U(r_0) \sum \mathfrak{g}_\xi + \frac{\partial\, U(r_0)}{\partial\, \xi_0} \sum \mathfrak{g}_\xi\, (\xi - \xi_0) + \frac{\partial\, U(r_0)}{\partial\, \eta_0} \sum \mathfrak{g}_\xi\, (\eta - \eta_0) + \cdots$$

Wir verschieben nun unser Koordinatensystem parallel zu sich selbst derart, daß sein Ursprung mit dem Bezugspunkte $(\xi_0\, \eta_0\, \zeta_0)$ zusammenfällt. Ferner ersetzen wir $\partial\, r_0 / \partial\, \xi_0$ durch $-\,\partial\, r_0 / \partial\, x$, $\partial^2 r_0 / \partial\, \xi_0^{\,2}$ durch $\partial^2 r_0 / \partial\, x^2$ usf. Auch können wir von jetzt ab den Index Null an r weglassen, da eine Verwechselung mit den einzelnen Oszillatoren-

abständen r, die nicht mehr auftreten, ausgeschlossen ist. So erhalten wir in dem neuen Koordinatensysteme:

$$(56)\begin{cases} \Gamma_x = U(r)\sum \mathfrak{g}_\xi - \dot{U}(r)\dfrac{\partial r}{\partial x}\sum \mathfrak{g}_\xi \cdot \xi - \dot{U}(r)\dfrac{\partial r}{\partial y}\sum \mathfrak{g}_\xi \cdot \eta - \cdots \\ \Gamma_y = U(r)\sum \mathfrak{g}_\eta - \dot{U}(r)\dfrac{\partial r}{\partial x}\sum \mathfrak{g}_\eta \cdot \xi - \dot{U}(r)\dfrac{\partial r}{\partial y}\sum \mathfrak{g}_\eta \cdot \eta - \cdots \\ \Gamma_z = U(r)\sum \mathfrak{g}_\zeta - \dot{U}(r)\dfrac{\partial r}{\partial x}\sum \mathfrak{g}_\zeta \cdot \xi - \dot{U}(r)\dfrac{\partial r}{\partial y}\sum \mathfrak{g}_\zeta \cdot \eta - \cdots \end{cases}$$

Man sieht, daß Γ von der Form $\gamma \cdot e^{-imr}$ ist, wo der Vektor γ sich aus einem unendlichen Aggregat zusammensetzt, in dem jedes Glied, von $U(r)$ und seinen Ableitungen her, den Faktor $1/r$ oder eine höhere ganze Potenz davon enthält in Begleitung von gewissen Produkten von Richtungskosinussen des Vektors $\mathfrak{r}$. Physikalisch gedeutet besteht also das neue Verfahren darin, daß die wirkliche Welle, welche die Summe der Partialwellen ist, ersetzt gedacht wird durch eine einzige, von dem Bezugspunkte auslaufende, fiktive Welle, die in dem Aufpunkte denselben Vektor Γ erzeugt wie die wirkliche. Diese fiktive Welle ist für jeden Bezugspunkt und für jeden Aufpunkt nach der Gleichung (56) neu zu konstruieren. Ihre zufällige Fortpflanzungsrichtung $(\mathfrak{r})$ hat mit der Fortpflanzungsrichtung der wirklichen Welle in dem betrachteten Aufpunkte nichts zu tun.

Fernfeld und Fernstrahlung. Wir wenden uns von hier ab, speziell dem Fernfelde zu, dessen Definition ich im Kapitel V gegeben habe. Dem Medium bleibe wie bisher Extinktionsfähigkeit zugeschrieben. Im Fernfelde enthalten die Feldstärken $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ den Intensitätsfaktor $1/r$ nur mehr in der ersten Potenz, indem höhere Potenzen dieses Faktors wegen viel geringeren Gewichtes vernachlässigt werden. Vernachlässigungen haben aber zur Folge, daß der Bezugspunkt $(\xi_0\, \eta_0\, \zeta_0)$, der Ursprung einer fiktiven Welle, nicht mehr beliebig angenommen werden kann. Wir müssen über seine Lage jetzt so verfügen, daß das Gewicht der vernachlässigten Glieder relativ am geringsten wird. Das tritt ein, wie man aus einfachen Beispielen folgern darf, wenn seine Lage den Bedingungen unterworfen wird:

$$(57)\quad \sum |\mathfrak{g}|(\xi - \xi_0) = 0; \quad \sum |\mathfrak{g}|(\eta - \eta_0) = 0; \quad \sum |\mathfrak{g}|(\zeta - \zeta_0) = 0.$$

Der so bestimmte Bezugspunkt heiße der elektrische Mittelpunkt des Dipolsystems.

Die elektrische Feldstärke hat nach Gleichung (11) eine Komponente $m^2\Gamma$. Es bleiben also in dem Ausdrucke für γ nur die

Glieder mit dem Faktor $1/r$ stehen. Ferner verlangen die genannten Gleichungen Differentialoperationen an Γ. Statt nun diese ausführlich zu entwickeln und dann die Glieder mit höheren Potenzen von $1/r$ gegenüber denen mit $1/r$ zu vernachlässigen, kann man, weil es zu demselben Resultate führt, von vornherein bei den Differentiationen γ konstant halten. Unter Benutzung der Beziehungen (11g) und (11i) meiner Habilitationsschrift[1]) lauten demnach die Gleichungen für das Fernfeld eines beliebigen Dipolsystems, wenn wir noch $\gamma = \mathfrak{G}/r$ schreiben,

$$(58)\left\{\begin{aligned} \varepsilon E &= m^2/r\,\{\mathfrak{G} - (\mathfrak{r}\,\mathfrak{G})\,\mathfrak{r}\}\cdot e^{-imr} = \varepsilon\,\mathfrak{e}\cdot e^{-imr} \\ \mu M &= V/\varepsilon v\cdot m^3/r\cdot[\mathfrak{r}\,\mathfrak{G}]\cdot e^{-imr} = \mu\,\mathfrak{m}\cdot e^{-imr} \end{aligned}\right.$$

$\mathfrak{G} - (\mathfrak{r}\,\mathfrak{G})\,\mathfrak{r} = \big[\mathfrak{r}[\mathfrak{G}\,\mathfrak{r}]\big]$ ist die Projektion des Vektors $\mathfrak{G}$ auf die Tangentialebene der Kugel (r).

Diese Gleichungen stimmen formal mit den Gleichungen (13) überein, wenn wir berücksichtigen, daß im Fernfelde $\dot{U}/r$ gegenüber $m^2 U$ und $\ddot{U}$ zu vernachlässigen ist. Während aber dort $\mathfrak{G}'$ und $\mathfrak{G}''$ konstante Vektoren sind, nämlich $\mathfrak{g}'$ und $\mathfrak{g}''$ in der dortigen Bezeichnungsweise, variieren hier $\mathfrak{G}'$ und $\mathfrak{G}''$ auf der Kugel (r) von Punkt zu Punkt, und zwar nach Richtung und Größe. Wir sehen: indem das Fernfeld im wesentlichen sich in Richtung $\mathfrak{r}$ fortpflanzt, strebt die Verteilung der Vektoren $\mathfrak{E}_{max}$, $\mathfrak{E}_{min}$, $\mathfrak{M}_{max}$, $\mathfrak{M}_{min}$ einer mit der Entfernung r nicht mehr veränderlichen zu. Das gleiche gilt damit auch für die Verteilung der Energiedichte und der Strahlung. Wohl hat das Feld, vom Ursprungsgebiet der Wellen an, das Bestreben, die Unterschiede in den Energiedichten zu verringern, aber es kommt im allgemeinen nicht zu einem Ausgleich. Das ist ja auch von vornherein aus der Wellennatur erklärlich; die spezielle Verteilung und die speziellen Polarisationszustände der Dipole machen sich auch in der Ferne voll geltend. Denn, wie ich es schon im Kapitel IV aussprach, bleiben Gangunterschiede ebenso wie Polarisationsunterschiede im Fernfelde erhalten.

Die Fernstrahlung berechnet sich aus den Gleichungen (58) nach der Anweisung (10a). Man erhält:

$$(59)\left\{\begin{aligned} \mathfrak{S} &= \frac{v}{2\,\varepsilon}\,\frac{v^3}{\omega^3}\,\varkappa^2\sqrt{\frac{\varkappa+1}{2}}\,\frac{e^{-2m''r}}{r^2}\{[\mathfrak{r}\,\mathfrak{G}']^2 + [\mathfrak{r}\,\mathfrak{G}'']^2\}\,\mathfrak{r} \\ &= \frac{\omega}{\sqrt{2(\varkappa+1)}}\cdot w\cdot\mathfrak{r}, \end{aligned}\right.$$

1) Oder auch Phys. Ztschr. **9**, 529—537, 1908.

wenn wir die mittlere Energiedichte:

$$w = \frac{1}{2\,\varepsilon}\frac{\nu^4}{\omega^4}(\varkappa + 1)\frac{\varkappa^2}{r^2}\,e^{-2m''r}\cdot\{[\mathfrak{r}\,\mathfrak{G}']^2 + [\mathfrak{r}\,\mathfrak{G}'']^2\} \tag{60}$$

einführen.

Die Gleichungen (13) und (15) stellen den einfachsten Fall der allgemeinen Gleichungen (58) und (59) dar, nämlich $\mathfrak{G}$ = konst. Es gelten die aus Gleichung (13) für das Fernfeld abgeleiteten Beziehungen (49) bis (55) auch für den allgemeinen Fall (58), wenn wir in ihnen $\mathfrak{g}$ durch $\mathfrak{G}$ ersetzen. Aus ihnen lassen sich für den allgemeinen Fall gültige Sätze beweisen, die zum Teil dem Wortlaute nach mit denen für den bereits erledigten einfachsten Fall $\mathfrak{G}$ = konst. übereinstimmen. Ich nenne folgende:

1. Im Fernfelde rotiert auch die elektrische Feldstärke (wie die magnetische) in der Tangentialebene an die Kugelfläche (r), unabhängig von den Eigenschaften des Mediums und der Entfernung r.

2. Da $(\mathfrak{E}_{max}, \mathfrak{M}_{max}) \equiv 0$, so stehen im Fernfelde überall $\mathfrak{E}_{max}$ und $\mathfrak{M}_{max}$ normal zu einander, unabhängig von den Eigenschaften des Mediums und der Entfernung r.

3. Die Elliptizität ist im Fernfelde für die elektrische und die magnetische Feldstärke gleich groß, und zwar:

$$\frac{2\sqrt{\{[\mathfrak{r}\,\mathfrak{G}']^2 + [\mathfrak{r}\,\mathfrak{G}'']^2\}^2 - 4(\mathfrak{r}\,[\mathfrak{G}''\,\mathfrak{G}'])^2}}{\sqrt{\{[\mathfrak{r}\,\mathfrak{G}']^2 + [\mathfrak{r}\,\mathfrak{G}'']^2\}^2 - 4(\mathfrak{r}\,[\mathfrak{G}''\,\mathfrak{G}'])^2} + [\mathfrak{r}\,\mathfrak{G}']^2 + [\mathfrak{r}\,\mathfrak{G}'']^2}$$

unabhängig von der Entfernung r, aber abhängig von den Eigenschaften des Mediums. Da $\mathfrak{G}$ im allgemeinen komplex ist, selbst wenn alle $\mathfrak{g}$ reell sind, so schwingt das Fernfeld im allgemeinen elliptisch, selbst wenn alle Dipole geradlinig und in gleicher Phase schwingen.

4. Wo $\mathfrak{G}'$ und $\mathfrak{G}''$ zusammenfallen oder wo einer von beiden Vektoren verschwindet, ferner wo die Rotationsachse der Schwingungsellipse ($\mathfrak{G}$) normal zur Richtung r liegt, schwingt das Fernfeld geradlinig.

5. Liegen z. B. die komplexen Momente $\mathfrak{g}$ alle in einer Ebene, so sind überall im Fernfelde $\mathfrak{G}'$ und $\mathfrak{G}''$ dieser Ebene parallel. Daraus folgt, daß speziell in dieser Ebene, und im allgemeinen nur in dieser Ebene, $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ geradlinig schwingen, wobei $\mathfrak{E}$ in dieser Ebene liegt.

6. Liegen, als weitere Beispiele, je zwei der komplexen Momente symmetrisch oder antisymmetrisch zu einer Ebene, so sind in dieser Ebene $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ im Fernfelde geradlinig polarisiert. Dabei liegt im ersten Falle $\mathfrak{E}$ in der Symmetrieebene, im zweiten Falle normal dazu.

7. Ist die Verteilung der komplexen Momente symmetrisch zu

einer Achse, und zwar derart, daß die $\mathfrak{g}$ überall in den Meridianebenen liegen oder normal zu ihnen, so schwingen ebenfalls überall im Fernfelde $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ geradlinig; dabei liegt $\mathfrak{E}$ im ersten Falle in den Meridianebenen, im zweiten Falle normal zu ihnen.

8. Die Phasen von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ sind im allgemeinen von $\mathfrak{G}'$ und $\mathfrak{G}''$ abhängig, also von der Verteilung und den Polarisationszuständen der Elementar-Oszillatoren. Es gilt aber im Fernfelde stets der Satz, daß für je zwei Feldpunkte, die in radialer Richtung hintereinander liegen, die elektrische bzw. magnetische Phasendifferenz $m'(r_2 - r_1)$ beträgt, wie bei einer homogenen Kugelwelle.

9. Der Phasenvorsprung von $\mathfrak{E}$ gegen $\mathfrak{M}$ ist überall im Fernfelde gleich $\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1}}$. Dieser von der Entfernung r unabhängige Ausdruck, der im Isolator den Wert Null annimmt, wächst mit zunehmender Extinktion und nähert sich dem Grenzwerte $\pi/4$, wenn diese ungeheuer groß ist.

10. Wo $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ geradlinig schwingen, sind sie im allgemeinen doch nicht in Phase.

11. Im Fernfelde gilt überall $w_m : w_e = \varkappa : 1$, d. h. das Verhältnis der magnetischen und elektrischen Energiedichten ist konstant und in extingierenden Medien größer als eins.

12. Die Fernstrahlung ist an jedem Punkte der Kugelfläche stets nach wachsendem $\mathfrak{r}$, also nach außen, gerichtet. Ihr Betrag ist proportional der Energiedichte.

Ist der Raum mit verschiedenen homogenen und isotropen Medien erfüllt, so sind in den Grenzflächen fiktive Dipole anzunehmen, die überall das Feld mitbestimmen. Haben wir z. B. eine Kugelschale (Erdkruste, Wasseroberfläche) umgeben von dem Medium Luft und befindet sich ein Oszillator in dem letzteren, so sind fiktive Dipole, in der Oberfläche liegend, in Rechnung zu stellen, deren Intensitäten für die Flächeneinheit mit wachsendem Abstande vom Oszillator abnehmen und deren Phasen mit dem Orte periodisch wechseln. Es interessiert besonders das Feld in der unmittelbaren Nachbarschaft der Kugeloberfläche, dort aber haben die Gleichungen (58) im allgemeinen keine Geltung. Wie weit in jedem Medium das Fernfeld sich der Oberfläche nähert, hängt von Gestalt, Frequenz und etwaiger Erdung des Oszillators ab sowie von den Konstanten beider Medien. Die Sätze (11) und (9) gestatten die Aussage, daß in der Luft $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ nahezu in Phase sind, wogegen in der Erde oder im Wasser erhebliche Phasen-

vorsprünge von $\mathfrak{E}$ bestehen müssen. Man darf vermuten, daß diese Unterschiede mehr oder weniger auch in unmittelbarer Nähe der Kugeloberfläche hervortreten.

Kapitel VII.

Wir treten nun an die praktische Frage heran: Wie viele Glieder der unendlichen Reihe (56) für Γ muß man im allgemeinen Falle bei gegebenem Genauigkeitsgrade mindestens nehmen? Das hängt, gleichgültig ob der Aufpunkt nahe oder ferne liegt, von der Verteilung der Schwingungsellipsen ($\mathfrak{g}$) der einzelnen Dipole ab, ferner aber auch von dem in Wellenlängen gemessenen Abstande der extremen jener Dipole voneinander.

Wir wenden uns dem besonderen Fall zu, daß das Fernfeld eines beliebigen endlichen Oszillators, den wir uns aus Dipolen zusammengesetzt denken, darzustellen sei. Hierbei benutzen wir, was die zweite Abhängigkeit anbelangt, den Satz, daß ein solcher stets innerhalb einer Kugel Platz hat, deren Durchmesser gleich oder kleiner als eine halbe Wellenlänge ist. Es ist demnach der Abstand der extremen Dipole vom Kugelmittelpunkte niemals größer als ein Viertel der Wellenlänge. Über die Verteilung der $\mathfrak{g}$ bedarf es an dieser Stelle noch keiner anderer Voraussetzungen als der, daß dem elektrischen Mittelpunkte des Dipolsystems der Kugelmittelpunkt naheliegt.

Die eingangs besprochene neue Methode läuft darauf hinaus, daß ein jeder der Dipole nach dem elektrischen Mittelpunkte O verlegt gedacht wird, unter entsprechender von seiner wirklichen Lage und von der Lage des Aufpunktes abhängigen Veränderung seines Polarisationszustandes. Bei dieser Verlegung entsteht ein Fehler, wenn die das Feld des fingierten Dipols darstellende Taylorsche Reihe abgebrochen wird. Der Einzelfehler, den bei der Verlegung ein Element der $\sum \mathfrak{g}/r \cdot e^{-imr}$ (siehe Anfang des vorhergehenden Kapitels) zu der bei einer bestimmten Größenordnung abgebrochenen Reihe liefert, ist um so größer, je größer $\mathfrak{g}/r$ und je größer der Gangunterschied gegen den von O aus gezogenen Strahl r_0 ist. Für das Fernfeld ist nun, wie wir gesehen haben, der Faktor $\mathfrak{g}/r$ einfach durch $\mathfrak{g}/r_0$ zu ersetzen. Die befriedigend genaue Darstellung des anderen Faktors, des Gangunterschiedes, kommt auf die Frage hinaus: Wie viele Glieder der Taylorschen Reihe für $\cos(x - \xi)$ müssen wir nehmen, damit für beliebige

x (Koordinate des Aufpunktes von O aus gerechnet) der Fehler eine gegebene Größe nicht überschreitet, wenn ξ (Koordinate des Dipols von O aus gerechnet) im ungünstigsten Falle den Wert $\pm \pi/2$ (Abstand ein Viertel der Wellenlänge) annimmt. Man findet, daß man bis zu den Gliedern fünfter Ordnung in ξ einschließlich gehen muß, wenn die Abweichung vom genauen Werte zwei Einheiten in der zweiten Dezimale, das sind $\pm 2\,^0/_0$ bezogen auf den Maximalwert (1) des Kosinus, nicht überschreiten soll. Eine Beschränkung auf das Glied vierter Ordnung in ξ ruft bereits Abweichungen bis zu sieben Einheiten in der zweiten Dezimale hervor; auch sind die Schwankungen der Abweichungen mit x und ξ beträchtlicher. Auf die extremen Dipole, die infolge ihrer Lage den ungünstigsten Fall verwirklichen können, müssen wir Rücksicht nehmen, da gerade ihr Einfluß die Konfiguration des Fernfeldes wesentlich mitbestimmen kann.

Berücksichtigen wir nun, daß stets ein System von Dipolen vorliegt, daß als Bezugspunkt O der elektrische Mittelpunkt des Systems vorgeschrieben ist, so dürfte die Behauptung richtig sein, daß der mittlere Fehler für das ganze Dipolsystem in allen Fällen unerheblich klein ausfällt, wenn wir bei genauer Kenntnis der Dipolverteilung und der Frequenz in der Taylorschen Reihe (56) für Γ hinter den Gliedern fünfter Ordnung die Reihe abbrechen. Erst in Fällen, wo nachweislich die Glieder fünfter Ordnung klein gegen die niedrigerer Ordnung sich ergeben, was z. B. eintreten kann, wenn der Oszillator eine Spule besitzt, ist man berechtigt, sie gegen jene zu vernachlässigen.

Es ändert an unseren Überlegungen nichts, wenn wir statt eines Oszillators beliebig viele, endliche Oszillatoren von beliebiger Gestalt und beliebigem Schwingungszustand annehmen, falls nur folgende Voraussetzungen erfüllt sind, nämlich:

(61)
1. daß sie alle von derselben Frequenz sind,
2. daß sie alle hauptsächlich innerhalb ein und derselben Kugel vom Durchmesser einer halben der größten Wellenlänge liegen,
3. daß der elektrische Mittelpunkt des ganzen Systems dem Kugelmittelpunkte nahe liegt.

(Als einfaches Beispiel hierfür sei der Interferenzwellenerzeuger von Bellini und Tosi genannt.)

Ich führe nun folgende Abkürzungen ein:

$$
\begin{array}{lll}
\sum \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{0\xi}; & \sum \mathfrak{g}_\eta = \mathfrak{G}_{0\eta}; & \sum \mathfrak{g}_\zeta = \mathfrak{G}_{0\zeta} \\
m \sum \xi\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{1\xi}; & m \sum \xi\, \mathfrak{g}_\eta = \mathfrak{G}_{1\eta}; & m \sum \xi\, \mathfrak{g}_\zeta = \mathfrak{G}_{1\zeta} \\
m \sum \eta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{2\xi}; & m \sum \eta\, \mathfrak{g}_\eta = \mathfrak{G}_{2\eta}; & m \sum \eta\, \mathfrak{g}_\zeta = \mathfrak{G}_{2\zeta} \\
m \sum \zeta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{3\xi}; & m \sum \zeta\, \mathfrak{g}_\eta = \mathfrak{G}_{3\eta}; & m \sum \zeta\, \mathfrak{g}_\zeta = \mathfrak{G}_{3\zeta}
\end{array}
$$

Ferner, indem ich von hier ab immer nur die ξ-Komponente niederschreibe:

$$
(62)\quad \left\{
\begin{array}{ll}
\frac{m^2}{2} \sum \xi^2 \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{11\xi}; & \frac{m^2}{2} \sum \eta^2 \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{22\xi}; \\
\frac{m^2}{2} \sum \zeta^2 \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{33\xi}; & m^2 \sum \xi\,\eta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{12\xi}; \\
m^2 \sum \eta\,\zeta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{23\xi}; & m^2 \sum \zeta\,\xi\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{31\xi}; \\
\frac{m^3}{6} \sum \xi^3 \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{111\xi}; & \frac{m^3}{6} \sum \eta^3 \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{222\xi}; \\
\frac{m^3}{6} \sum \zeta^3 \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{333\xi}: & \frac{m^3}{2} \sum \xi^2 \eta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{112\xi}; \\
\frac{m^3}{2} \sum \xi^2 \zeta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{113\xi}; & \frac{m^3}{2} \sum \eta^2 \zeta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{223\xi}; \\
\frac{m^3}{2} \sum \eta^2 \xi\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{221\xi}; & \frac{m^3}{2} \sum \zeta^2 \xi\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{331\xi}; \\
\frac{m^3}{2} \sum \zeta^2 \eta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{332\xi}; & m^3 \sum \xi\,\eta\,\zeta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{123\xi}; \\
\frac{m^4}{24} \sum \xi^4 \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{1111\xi}; & \frac{m^4}{24} \sum \eta^4 \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{2222\xi}; \\
\frac{m^4}{24} \sum \zeta^4 \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{2333\xi}; & \frac{m^4}{6} \sum \xi^3 \eta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{1112\xi}; \\
\frac{m^4}{6} \sum \xi^3 \zeta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{1113\xi}; & \frac{m^4}{6} \sum \eta^3 \zeta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{2223\xi}; \\
\frac{m^4}{6} \sum \eta^3 \xi\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{2221\xi}; & \frac{m^4}{6} \sum \zeta^3 \xi\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{3331\xi}; \\
\frac{m^4}{6} \sum \zeta^3 \eta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{3332\xi}; & \frac{m^4}{4} \sum \xi^2 \eta^2 \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{1122\xi}; \\
\frac{m^4}{4} \sum \xi^2 \zeta^2 \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{1133\xi}; & \frac{m^4}{4} \sum \eta^2 \zeta^2 \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{2233\xi}; \\
\frac{m^4}{2} \sum \xi^2 \eta\,\zeta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{1123\xi}; & \frac{m^4}{2} \sum \eta^2 \zeta\,\xi\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{2231\xi}; \\
\multicolumn{2}{c}{\frac{m^4}{2} \sum \zeta^2 \xi\,\eta\, \mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{3312\xi};}
\end{array}
\right.
$$

$$
(62)\left\{\begin{aligned}
&\frac{m^5}{120}\sum\xi^5\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{11111\xi}; &&\frac{m^5}{120}\sum\eta^5\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{22222\xi};\\
&\frac{m^5}{120}\sum\zeta^5\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{33333\xi}; &&\frac{m^5}{24}\sum\xi^4\eta\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{11112\xi};\\
&\frac{m^5}{24}\sum\xi^4\zeta\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{11113\xi}; &&\frac{m^5}{24}\sum\eta^4\zeta\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{22223\xi};\\
&\frac{m^5}{24}\sum\eta^4\xi\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{22221\xi}; &&\frac{m^5}{24}\sum\zeta^4\xi\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{33331\xi};\\
&\frac{m^5}{24}\sum\zeta^4\eta\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{33332\xi}; &&\frac{m^5}{12}\sum\xi^3\eta^2\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{11122\xi};\\
&\frac{m^5}{12}\sum\xi^3\zeta^2\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{11133\xi}; &&\frac{m^5}{12}\sum\eta^3\zeta^2\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{22233\xi};\\
&\frac{m^5}{12}\sum\eta^3\xi^2\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{22211\xi}; &&\frac{m^5}{12}\sum\zeta^3\xi^2\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{33311\xi};\\
&\frac{m^5}{12}\sum\zeta^3\eta^2\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{33322\xi}; &&\frac{m^5}{6}\sum\xi^3\eta\zeta\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{11123\xi};\\
&\frac{m^5}{6}\sum\eta^3\zeta\xi\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{22231\xi}; &&\frac{m^5}{6}\sum\zeta^3\xi\eta\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{33312\xi};\\
&\frac{m^5}{4}\sum\xi^2\eta^2\zeta\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{11223\xi}; &&\frac{m^5}{4}\sum\eta^2\zeta^2\xi\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{22331\xi};\\
&\qquad\qquad\frac{m^5}{4}\sum\zeta^2\xi^2\eta\,\mathfrak{g}_\xi = \mathfrak{G}_{33112\xi};
\end{aligned}\right.
$$

dann kämen Ausdrücke sechster und höherer Ordnung.

Damit erhält man nun aus den abgebrochenen Taylorschen Reihen (56) für $\Gamma = \mathfrak{G}/r\cdot e^{-imr}$

$$
(63)\left\{\begin{aligned}
\mathfrak{G} = &+\mathfrak{G}_0\\
&+ i\left\{\mathfrak{G}_1\frac{x}{r} + \mathfrak{G}_2\frac{y}{r} + \mathfrak{G}_3\frac{z}{r}\right\}\\
&- \left\{\mathfrak{G}_{11}\left(\frac{x}{r}\right)^2 + \mathfrak{G}_{22}\left(\frac{y}{r}\right)^2 + \mathfrak{G}_{33}\left(\frac{z}{r}\right)^2 + \mathfrak{G}_{12}\frac{x}{r}\frac{y}{r}\right.\\
&\qquad\left. + \mathfrak{G}_{23}\frac{y}{r}\frac{z}{r} + \mathfrak{G}_{31}\frac{z}{r}\frac{x}{r}\right\}\\
&- i\left\{\mathfrak{G}_{111}\left(\frac{x}{r}\right)^3 + \mathfrak{G}_{222}\left(\frac{y}{r}\right)^3 + \mathfrak{G}_{333}\left(\frac{z}{r}\right)^3 + \mathfrak{G}_{112}\left(\frac{x}{r}\right)^2\frac{y}{r}\right.\\
&\qquad + \mathfrak{G}_{223}\left(\frac{y}{r}\right)^2\frac{z}{r} + \mathfrak{G}_{331}\left(\frac{z}{r}\right)^2\frac{x}{r} + \mathfrak{G}_{113}\left(\frac{x}{r}\right)^2\frac{z}{r}\\
&\qquad\left. + \mathfrak{G}_{221}\left(\frac{y}{r}\right)^2\frac{x}{r} + \mathfrak{G}_{332}\left(\frac{z}{r}\right)^2\frac{y}{r} + \mathfrak{G}_{123}\frac{x}{r}\frac{y}{r}\frac{z}{r}\right\}
\end{aligned}\right.
$$

$$
(63)\left\{\begin{aligned}
&+\Big\{\mathfrak{G}_{1111}\left(\frac{x}{r}\right)^4+\mathfrak{G}_{2222}\left(\frac{y}{r}\right)^4+\mathfrak{G}_{3333}\left(\frac{z}{r}\right)^4+\mathfrak{G}_{1112}\left(\frac{x}{r}\right)^3\frac{y}{r}\\
&\quad+\mathfrak{G}_{1113}\left(\frac{x}{r}\right)^3\frac{z}{r}+\mathfrak{G}_{2223}\left(\frac{y}{r}\right)^3\frac{z}{r}+\mathfrak{G}_{2221}\left(\frac{y}{r}\right)^3\frac{x}{r}\\
&\quad+\mathfrak{G}_{3331}\left(\frac{z}{r}\right)^3\frac{x}{r}+\mathfrak{G}_{3332}\left(\frac{z}{r}\right)^3\frac{y}{r}+\mathfrak{G}_{1122}\left(\frac{x}{r}\right)^2\left(\frac{y}{r}\right)^2\\
&\quad+\mathfrak{G}_{1133}\left(\frac{x}{r}\right)^2\left(\frac{z}{r}\right)^2+\mathfrak{G}_{2233}\left(\frac{y}{r}\right)^2\left(\frac{z}{r}\right)^2+\mathfrak{G}_{1123}\left(\frac{x}{r}\right)^2\frac{y}{r}\frac{z}{r}\\
&\quad+\mathfrak{G}_{2231}\left(\frac{y}{r}\right)^2\frac{z}{r}\frac{x}{r}+\mathfrak{G}_{3312}\left(\frac{z}{r}\right)^2\frac{x}{r}\frac{y}{r}\Big\}\\
&+i\Big\{\mathfrak{G}_{11111}\left(\frac{x}{r}\right)^5+\mathfrak{G}_{22222}\left(\frac{y}{r}\right)^5+\mathfrak{G}_{33333}\left(\frac{z}{r}\right)^5\\
&\quad+\mathfrak{G}_{11112}\left(\frac{x}{r}\right)^4\frac{y}{r}+\mathfrak{G}_{11113}\left(\frac{x}{r}\right)^4\frac{z}{r}+\mathfrak{G}_{22223}\left(\frac{y}{r}\right)^4\frac{z}{r}\\
&\quad+\mathfrak{G}_{22221}\left(\frac{y}{r}\right)^4\frac{x}{r}+\mathfrak{G}_{33331}\left(\frac{z}{r}\right)^4\frac{x}{r}+\mathfrak{G}_{33332}\left(\frac{z}{r}\right)^4\frac{y}{r}\\
&\quad+\mathfrak{G}_{11122}\left(\frac{x}{r}\right)^3\left(\frac{y}{r}\right)^2+\mathfrak{G}_{11133}\left(\frac{x}{r}\right)^3\left(\frac{z}{r}\right)^2\\
&\quad+\mathfrak{G}_{22233}\left(\frac{y}{r}\right)^3\left(\frac{z}{r}\right)^2+\mathfrak{G}_{22211}\left(\frac{y}{r}\right)^3\left(\frac{x}{r}\right)^2\\
&\quad+\mathfrak{G}_{33311}\left(\frac{z}{r}\right)^3\left(\frac{x}{r}\right)^2+\mathfrak{G}_{33322}\left(\frac{z}{r}\right)^3\left(\frac{y}{r}\right)^2\\
&\quad+\mathfrak{G}_{11123}\left(\frac{x}{r}\right)^3\frac{y}{r}\frac{z}{r}+\mathfrak{G}_{22231}\left(\frac{y}{r}\right)^3\frac{z}{r}\frac{x}{r}\\
&\quad+\mathfrak{G}_{33312}\left(\frac{z}{r}\right)^3\frac{x}{r}\frac{y}{r}+\mathfrak{G}_{11223}\left(\frac{x}{r}\right)^2\left(\frac{y}{r}\right)^2\frac{z}{r}\\
&\quad+\mathfrak{G}_{22331}\left(\frac{y}{r}\right)^2\left(\frac{z}{r}\right)^2\frac{x}{r}+\mathfrak{G}_{33112}\left(\frac{z}{r}\right)^2\left(\frac{x}{r}\right)^2\frac{y}{r}\Big\};
\end{aligned}\right.
$$

ein Aggregat von 56 Gliedern.

Bemerkung. Die $\mathfrak{G}$ mit Affixen sind mit Ausnahme von $\mathfrak{G}_0$ nur scheinbare Vektoren, da sie von den Richtungen des kartesischen Koordinatensystems abhängen. Das vorstehende Aggregat derselben aber macht den wirklichen Vektor $\mathfrak{G}$ aus, der im allgemeinen komplex ist, selbst wenn alle $\mathfrak{g}$ reell sind. Mit $\mathfrak{G}$ ist nun das Fernfeld und die Fernstrahlung nach den Gleichungen (58) und (59) aus den Partialwellen der unterstellten Dipole aufgebaut. Die Berechnung des Ausstrahlungsvermögens gebe ich in einem folgenden Kapitel.

Es wird nützlich sein, neben der Taylorschen Reihe eine Dar-

stellung von Γ nach Besselfunktionen vorzunehmen, worüber ich später berichten will.

Wie man sich oft ein zuverlässiges Bild von der Verteilung der Dipole bei einem vorliegenden Oszillatorensystem verschaffen kann, werde ich später angeben.

Befindet sich das Oszillatorensystem über einem ebenen unendlich ausgedehnten Metallspiegel, so verlangt die Darstellung des Fernfeldes, das hier bis an den Spiegel reicht, daß man das fiktive antisymmetrische Dipolsystem mit in Rechnung zieht. Dabei kann auch noch das kombinierte System den Voraussetzungen (61) genügen, auf denen der Ausdruck (63) für $\mathfrak{G}$ beruht. Ist das nicht der Fall, etwa dadurch, daß das wirkliche System nicht dicht über dem Metallspiegel angeordnet ist, dann berechne man $\mathfrak{G}$ für das wirkliche und das fiktive System gesondert und behandle das Feld dann weiter nach den Angaben des Kapitels IV.

Nach der Methode der Summation der Partialwellen ist der denkbar einfachste Fall, der des geradlinigen Oszillators im freien Raume, von Herrn Abraham[1]) dargestellt und an seine exakte Lösung angeschlossen worden. Die späteren Versuche anderer Autoren, Berechnungen und Betrachtungen von Fernfeldern komplizierterer Oszillatoren und Oszillatorensystemen anzustellen, leiden an folgenden prinzipiellen Fehlern:

1. Statt unendlich vieler hat man nur einige Dipole unterstellt.

Das bedingt Fehler, da die Wellenlänge des Oszillators von der Größenordnung seiner Dimensionen ist und nicht, wie beim Dipol, sehr groß gegen seine Dimensionen.

2. Man hat nicht auf die Gangunterschiede der von den einzelnen Punkten des Oszillators auslaufenden Partialwellen geachtet. Ihre Berücksichtigung macht es unzulässig bei der ersten Potenz der Dipolkoordinaten ($\xi\,\eta\,\zeta$) stehen zu bleiben, wie man es getan hat.

3. Nicht daß eine Dimension des Oszillators klein sei gegen den Abstand des Aufpunktes, ist maßgebend für eine etwaige Vernachlässigung, sondern daß eine Dimension klein sei gegen die Wellenlänge des Oszillators.

4. Man unterließ Definition und Verwendung des elektrischen Mittelpunktes.

Gießen, Physik. Institut, 27. Mai 1909.

1) M. Abraham, Funkentelegraphie und Elektrodynamik (Phys. Ztschr. **2**, 329, 1901).

(Eingesandt 1. Juni 1909.)



Zur Kenntnis des Funkenwiderstandes.

Von Wilh. Eickhoff, Hamburg.

Im Jahrb. **3**, 51 u. 52, 1909 kritisiert Herr Roschansky in seiner Arbeit „Zur Kenntnis des Funkenwiderstandes" die von mir[1]) vertretene Ansicht, daß bei der von Slaby, Simons und Fleming[2]) benutzten Substitutionsmethode zur Messung des Funkenwiderstandes die Spannungs- und Stromamplitude durch die Länge der Funkenstrecke F_1 festgelegt und unabhängig von F sei.

Fig. 1 stellt die von mir seinerzeit diskutierte Schaltungsanordnung dar. Die Ladung des Kondensators C erfolgt mit langsamen Induktorschwingungen über den hohen elektrolytischen Widerstand w auf ein der Schlagweise F_1 entsprechendes Potential. Schlägt bei F_1 ein Funke über, so setzen damit die schnellen Schwingungen ein, bei F einen Funken bildend, ohne vom Widerstande w, bei geeigneter Größe desselben, merklich

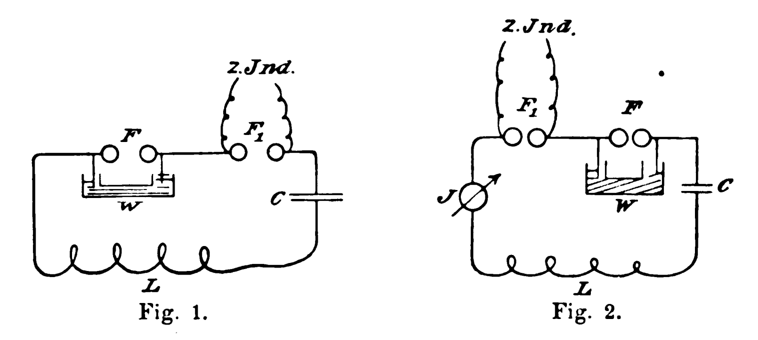


Fig. 1. Fig. 2.

beeinflußt zu werden. Für die Größe der Stromamplitude kommt somit in erster Annäherung nur die Funkenlänge F_1 in Betracht, bleibt also bei konstantem F_1 selbst konstant und ist unabhängig von der Funkenlänge F. Die Dämpfung des Kreises wird aber mit zunehmender Funkenlänge F selbst zunehmen, oder der Stromeffekt muß abnehmen.

Herr Roschansky will nun festgestellt haben, daß die Stromamplitude proportional der Summe von F_1 und F sei. Lebedinsky und Makarewsky sollen gefunden haben, daß in einem Kondensatorkreis, Fig. 2, bei Einschaltung und Verlängerung des Funkens F das Amperemeter J eine beträchtliche Zunahme des Stromes anzeigte. Wenn dem so wäre, so müßte hierdurch ein einfaches Mittel gegeben sein um als Beispiel die Energie von Stationen für drahtlose Telegraphie (also ihre Reichweite) zu vergrößern; man brauchte nur noch eine Funkenstrecke mit parallelem hohen Wider-

1) Wilh. Eickhoff, Phys. Ztschr. 8, 941, 1907, „Über die Messung des Funkenwiderstandes in Kondensatorkreisen.

2) Nach einer modifizierten Anordnung, welche von Maresca zuerst für die Bestimmung des Funkenwiderstandes angewendet wurde.

stande in den Erregerkreis einschalten. Leider ist dieses nicht möglich. Wie die von mir mit der von Herrn Roschansky angezogenen Schaltung (Fig. 2) nachträglich gewonnenen Resultate zeigen, nimmt (wie vorauszusehen war) bei konstantem F_1 mit zunehmender Funkenlänge F der Stromeffekt im Kreise ab.

F_1 = 3 mm = konst.	
Funkenlänge F	Strom J
0 mm	3,9 Amp.
0,5 „	3,4 „
1 „	3,2 „

(Eingesandt 27. März 1910.)

Die Konstanz der Koppelung in dem Radiogoniometer von Bellini-Tosi.

Von **E. Bellini.**

Das Radiogoniometer[1]) ist der Spezialapparat des Systems Bellini-Tosi für gerichtete Radiotelegraphie; er gestattet die Sende- oder Empfangsrichtung zu variieren ohne die Luftleitergebilde zu drehen, und zwar durch Benutzung der Zusammensetzung der Wirkungen von zwei oder mehreren gleichen richtfähigen Luftleitergebilden.

Der Typ des gewöhnlich angewendeten Radiogoniometers ist gebildet durch ebensoviele feste Spulen wie Luftleiter vorhanden sind und durch eine drehbare Spule im Innern der ersteren. Die drehbare Spule wird durchflossen von dem Entladungsstrom der Kondensatoren beim Sender-Radiogoniometer oder wird in passender Weise angeschlossen an den Wellendetektor im Empfänger-Radiogoniometer.

Während man also bei dem gewöhnlichen System für Radiotelegraphie nur eine einzige Koppelung zu berücksichtigen hat, nämlich diejenige zwischen der Antenne und dem geschlossenen Schwingungskreis, hat man im System Bellini-Tosi mit zwei oder mehr Koppelungen zu tun, nämlich zwischen dem Schwingungskreis und den verwendeten zwei oder mehr Luftleitergebilden. Man kann sich nun fragen, ob die für gewöhnlich entstehenden zwei Koppelungswellen nicht mit den differenten Orientierungen der beweglichen Spule des Radiogoniometers variieren.

1) Jahrb. 2, 511, 1909.

Im Jahrbuch[1]) wurde bereits ein elementarer theoretischer Nachweis der Konstanz der Koppelung zwischen der beweglichen Spule und der Gesamtheit der festen Spulen gegeben, woraus die Konstanz der Koppelungswellen im geschlossenen Kreis und in den Luftleitergebilden folgt.

Die nachstehenden Ausführungen sollen einen vollständigen Beweis dieser Konstanz geben.

Am evidentesten wird dieser Nachweis ohne Zweifel gelingen durch Bestimmung der Resonanzkurven eines Luftleiters für verschiedene Orientierungen der beweglichen Spule des Sender-Radiogoniometers. Der Versuch zeigt, daß alle diese Resonanzkurven ihre beiden Maxima für dieselben beiden Wellenlängen zeigen.

Trotzdem könnte man sich fragen, ob diese praktische Koinzidenz nicht dennoch kleine Differenzen verdeckt, die mit der angewandten

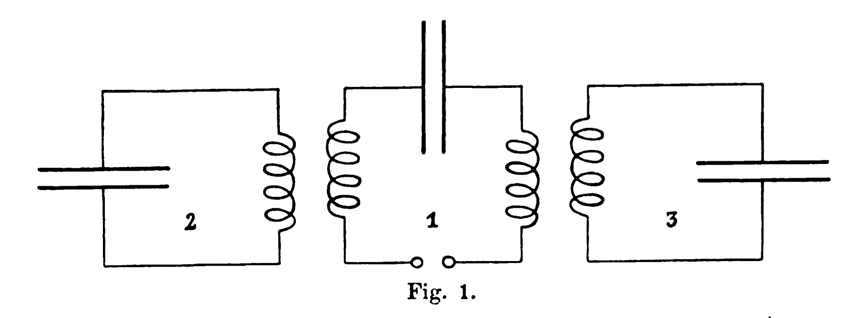


Fig. 1.

Methode nicht zu entdecken sind. Mit anderen Worten könnte man sich fragen, ob die Variationen der Wellenlängen der beiden Koppelungswellen nicht von der gleichen Größenordnung seien wie die Beobachtungsfehler. Die im Jahrbuch bereits gegebene Theorie ebenso wie diejenige, welche wir im folgenden entwickeln werden, erlaubt aber den Schluß, daß diese Konstanz nicht nur praktisch vorhanden, sondern theoretisch gefordert ist.

Wir werden unseren Beweis beschränken auf den Fall des Sender-Radiogoniometers mit zwei Spulen, teils weil es der einfachste Fall ist, teils weil er dem wichtigsten praktischen Fall entspricht, da für gewöhnlich das Radiogoniometer nur mit zwei festen Spulen versehen ist.

Um in unserem Falle unnötige Komplikationen in der Rechnung zu vermeiden, wollen wir annehmen, daß die Kreise keinen merklichen

1) Jahrb. 2, 524, 1909.

Widerstand haben. In dem Schema der Fig. 1 sind der primäre Kreis mit 1 und die beiden sekundären Kreise mit 2 und 3 bezeichnet. Da die sekundären Spulen senkrecht orientiert sind, so ist ihr wechselseitiger Einfluß Null. Die Frequenz sei die gleiche für alle drei Kreise.

Die Differentialgleichungen des Stromes und der Spannung sind:

$$L_1 \frac{d i_1}{d t} + M_{12} \frac{d i_2}{d t} + M_{13} \frac{d i_3}{d t} = v_1$$

$$L \frac{d i_2}{d t} + M_{12} \frac{d i_1}{d t} = v_2$$

$$L \frac{d i_3}{d t} + M_{13} \frac{d i_1}{d t} = v_3$$

und weil

$$i_1 = - C_1 \frac{d v_1}{d t} \qquad i_2 = - C \frac{d v_2}{d t} \qquad i_3 = - C \frac{d v_3}{d t}$$

$$(1) \qquad L_1 C_1 \frac{d^2 v_1}{d t^2} + M_{12} C \frac{d^2 v_2}{d t^2} + M_{13} C \frac{d^2 v_3}{d t^2} + v_1 = 0$$

$$(2) \qquad L\, C \frac{d^2 v_2}{d t^2} + M_{12} C_1 \frac{d^2 v_1}{d t^2} + v_2 = 0$$

$$(3) \qquad L\, C \frac{d^2 v_3}{d t^2} + M_{13} C_1 \frac{d^2 v_1}{d t^2} + v_3 = 0$$

Durch zweimaliges Differenzieren nach t erhält man:

$$(4) \qquad L_1 C_1 \frac{d^4 v_1}{d t^4} + M_{12} C \frac{d^4 v_2}{d t^4} + M_{13} C \frac{d^4 v_3}{d t^4} + \frac{d^2 v_1}{d t^2} = 0$$

$$(5) \qquad L\, C \frac{d^4 v_2}{d t^4} + M_{12} C_1 \frac{d^4 v_1}{d t^4} + \frac{d^2 v_2}{d t^2} = 0$$

$$(6) \qquad L\, C \frac{d^4 v_3}{d t^4} + M_{13} C_1 \frac{d^4 v_1}{d t^4} + \frac{d^2 v_3}{d t^2} = 0$$

Durch Elimination von

$$\frac{d^4 v_2}{d t^4}, \quad \frac{d^4 v_3}{d t^4}, \quad \frac{d^2 v_4}{d t^2} \quad \text{und} \quad \frac{d^2 v_3}{d t^2}$$

zwischen den Gleichungen (4), (5), (6) und (1) und unter Berücksichtigung, daß

$$C L = C_1 L_1$$

erhält man:

$$[L^2 C^2 - M_{12}{}^2 C C_1 - M_{13}{}^2 C C_1] \frac{d^4 v_1}{d t^4} + 2 C L \frac{d^2 v_1}{d t^2} + v_1 = 0$$

Durch Division mit

$$L^2 C^2 = L C L_1 C_1$$

und indem wir setzen

$$\frac{M_{12}^2}{L L_1} = x_2^2 \qquad \frac{M_{13}^2}{L L_1} = x_3^2 \qquad \frac{1}{L C} = m^2$$

transformiert sich der vorstehende Ausdruck in:

$$(1 - x_2^2 - x_3^2) \frac{d^4 v_1}{d t^4} + 2 m^2 \frac{d^2 v_1}{d t^2} + m^4 v_1 = 0$$

Die charakteristische Gleichung dieser Differentialgleichung ist:

$$(1 - x_2^2 - x_3^2) \varrho^4 + 2 m^2 \varrho^2 + m^4 = 0$$

deren Wurzeln sind:

$$\varrho_1 = m' \sqrt{-1} \qquad \varrho_2 = - m' \sqrt{-1} \qquad \varrho_3 = m'' \sqrt{-1} \qquad \varrho_4 = - m'' \sqrt{-1}$$

wo

$$m'^2 = \frac{m^2}{1 - x_2^2 - x_3^2} [1 - \sqrt{x_2^2 + x_3^2}]$$

und

$$m''^2 = \frac{m^2}{1 - x_2^2 - x_3^2} [1 + \sqrt{x_2^2 + x_3^2}]$$

Der Wert von v_1 ist folglich:

$$v_1 = A_1 e^{m' \sqrt{-1} t} + A_2 e^{-m' \sqrt{-1} t} + A_3 e^{m'' \sqrt{-1} t} + A_4 e^{-m'' \sqrt{-1} t}$$

was man auch schreiben kann:

$$v_1 = A_1 [\cos m' t + \sqrt{-1} \sin m' t] + A_2 [\cos m' t - \sqrt{-1} \sin m' t] + \\ + A_3 [\cos m'' t + \sqrt{-1} \sin m'' t] + A_4 [\cos m'' t - \sqrt{-1} \sin m'' t]$$

Das Potential v_1 resultiert also durch Superposition von zwei Potentialen mit den Frequenzen m' und m'', und da diese Null sein sollen für die respektiven Zeiten $\frac{\pi}{2 m'}$, und $\frac{\pi}{2 m''}$, so folgt

$$A_1 = A_2 \quad \text{und} \quad A_3 = A_4$$

und also:

$$v_1 = 2 A_1 \cos m' t + 2 A_3 \cos m'' t$$

Um den Wert von v_2 zu finden lösen wir die Differentialgleichung (2):

$$\frac{d^2 v_2}{d t^2} + \frac{M_{12} C_1}{L C} \frac{d^2 v_1}{d t^2} + \frac{v_2}{L C} = 0$$

Indem wir an Stelle von $\frac{d^2 v_1}{d t^2}$ den Wert setzen, welchen man erhält, indem man zweimal den Ausdruck von v_1 differenziert, so ergibt sich:

$$\frac{d^2 v_2}{d t^2} + \frac{v_2}{L C} = - \frac{M_{12} C_1}{L C} [-2 A_1 m'^2 \cos m' t - 2 A_3 m''^2 \cos m'' t]$$

Die unvollständige Gleichung

$$\frac{d^2 v_2}{d t^2} + \frac{v_2}{L C} = 0$$

gibt als charakteristische Gleichung:

$$K^2 + \frac{1}{L C} = 0$$

deren Wurzeln sind:

$$K_1 = \sqrt{-1} \frac{1}{\sqrt{L C}} = \sqrt{-1}\, m$$

$$K_2 = - \sqrt{-1} \frac{1}{\sqrt{L C}} = - \sqrt{-1}\, m$$

und folglich:

$$v_2 = B_1 e^{\sqrt{-1} m t} + B_2 e^{-\sqrt{-1} m t}$$

was man auf die Form bringen kann:

$$v_2 = [B_1 + B_2] \cos m t + \sqrt{-1} [B_1 - B_2] \sin m t$$

oder

$$v_2 = a \sin m t + b \cos m t$$

Um die Werte von a und b zu finden, wenden wir die Lagrangesche Regel von der Variation willkürlicher Konstanten an:

$$a' \sin m t + b' \cos m t = 0$$
$$a' \cos m t - b' \sin m t = 2 m M_{12} C_1 [A_1 m'^2 \cos m' t + A_3 m''^2 \cos m'' t]$$

Indem man sukzessive b' und a' zwischen diesen beiden Gleichungen eliminiert und die so für a' und b' erhaltenen Ausdrücke integriert, hat man:

$$a = \frac{m M_{12} C_1 A_1 m'^2}{m + m'} \sin (m + m') t + \frac{m M_{12} C_1 A_1 m'^2}{m - m'} \sin (m - m') t$$
$$+ \frac{m M_{12} C_1 A_3 m''^2}{m + m''} \sin (m + m'') t + \frac{m M_{12} C_1 A_3 m''^2}{m - m''} \sin (m - m'') t$$

$$b = \frac{m M_{12} C_1 A_1 m'^2}{m + m'} \cos(m + m') t + \frac{m M_{12} C_1 A_1 m'^2}{m - m'} \cos(m - m') t$$
$$+ \frac{m M_{12} C_1 A_3 m''^2}{m + m''} \cos(m + m'') t + \frac{m M_{12} C_1 A_3 m''^2}{m - m''} \cos(m - m'') t$$

Indem wir diese Werte in dem Ausdruck für v_2 substituieren, erhält man:

$$v_2 = 2 m^2 M_{12} C_1 \left[\frac{A_1 m'^2}{m^2 - m'^2} \cos m' t + \frac{A_3 m''^2}{m^2 - m''^2} \cos m'' t \right]$$

Wir wollen jetzt die Werte von A_1 und A_3 bestimmen. Es genügt hierfür zu beachten, daß für $t = 0$, $v_1 = V_0$ und $v_2 = 0$, was zu den beiden Gleichungen führt:

$$\frac{A_1 m'^2}{m^2 - m'^2} + \frac{A_3 m''^2}{m^2 - m''^2} = 0$$
$$A_1 + A_3 = \frac{V_0}{2}$$

aus denen folgt:

$$A_1 = \frac{V_0}{2} \frac{m''^2 (m'^2 - m^2)}{m^2 (m'^2 - m''^2)} \quad \text{und} \quad A_3 = \frac{V_0}{2} \frac{m'^2 (m^2 - m''^2)}{m^2 (m'^2 - m''^2)}$$

Indem wir diese Werte in dem Ausdruck für v_2 substituieren und berücksichtigen daß:

$$m'^2 m''^2 = \frac{m^4}{1 - x_2^2 - x_3^2} \quad \text{und} \quad m'^2 - m''^2 = - \frac{2 m^2 \sqrt{x_2^2 + x_3^2}}{1 - x_2^2 - x_3^2}$$

erhält man endlich:

$$v_2 = M_{12} C_1 V_0 \frac{m^2}{2 \sqrt{x_2^2 + x_3^2}} [\cos m' t - \cos m'' t]$$

Durch ganz analoge Rechnung findet man:

$$v_3 = M_{13} C_1 V_0 \frac{m^2}{2 \sqrt{x_2^2 + x_3^2}} [\cos m' t - \cos m'' t]$$

Indem wir jetzt in dem Ausdruck für v_1 die Werte von A_1 und A_3 substituieren und berücksichtigen daß:

$$m'^2 = \frac{m^2}{1 - x_2^2 - x_3^2} [1 - \sqrt{x_2^2 + x_3^2}]$$

und

$$m''^2 = \frac{m^2}{1 - x_2^2 - x_3^2} [1 + \sqrt{x_2^2 + x_3^2}]$$

erhält man schließlich

$$v_1 = \frac{V_0}{2}[\cos m' t - \cos m'' t]$$

Für die Stromintensitäten in den drei Kreisen erhält man analoge Ausdrücke wie für die Potentiale.

In den drei Kreisen existieren also stets zwei Schwingungen mit den Frequenzen $\frac{m'}{2\pi}$ und $\frac{m''}{2\pi}$.

Die Ausdrücke dieser Frequenzen zeigen unmittelbar daß, falls sie von der Orientierung der beweglichen Spule des Radiogoniometers unabhängig sein sollen, es erforderlich ist, daß:

$$x_2^2 + x_3^2 = \text{konstant}$$

d. h.

$$M_{12}^2 + M_{13}^2 = \text{konstant}.$$

Damit diese Relation erfüllt sei, genügt es, daß:

$$\frac{M_{12}}{M_{13}} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha}$$

wo α der Winkel ist, den die bewegliche Spule mit einer der festen Spulen des Radiogoniometers bildet.

Wenn diese Bedingung erfüllt ist, so ist evident nach den Ausdrücken für die Potentiale v_2 und v_3, daß deren Amplituden proportional den bezüglichen Werten von M_{12} und M_{13} oder den Werten von sin α und cos α variieren. Und diese Bedingung ist unerläßlich, wenn man will, daß das Maximum der Strahlung oder Empfangsintensität eine konstante Intensität habe und in der Richtung zusammenfalle mit derjenigen der beweglichen Spule oder dazu in einer einfachen Beziehung stehe[1]).

Aus diesem Grunde hat das im System Bellini-Tosi zur Anwendung gelangende Radiogoniometer eine spezielle Form. Die bewegliche Spule ist gebildet durch einen Draht, der um einen Zylinder gewickelt ist, senkrecht zu seinen Grundflächen und gleichförmig verteilt auf seiner Oberfläche. Die festen Spulen sind analog konstruiert.

Die experimentelle Verifizierung[2]) der Variation der gegenseitigen Induktionskoeffizienten M_{12} und M_{13} geschah, indem vermittels zwei thermischer Amperemeter die Ströme in den beiden Senderluftleiter-

1) Vgl. Jahrb. 2, 608, 1909.

2) Vgl. Atti Associazione Elettrotecnica Italiana Vol. XIII, 1.

gebilden für verschiedene Stellungen der beweglichen Spule des Sender-Radiogoniometers gemessen wurden. Die Fig. 2 zeigt graphisch die erhaltenen Resultate. Die Kurven 1—1 repräsentieren das Stromdiagramm in einem der Luftleitergebilde und die Kurven 2—2 das Stromdiagramm in dem anderen. Diese Kurven sind praktisch Kreise. Aus den Mittelwerten der Ströme in den beiden Luftleitergebilden für die Stellungen, denen gleiche Ströme entsprechen sollten (z. B. für die Ströme bei 20°, 340°, 160° und 200° für den Luftleiter 1 und bei 70°, 110°, 250° und 290° für den Luftleiter 2) erhält man die folgenden Werte:

0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°
1	98	94	87	77	65	49	33

Die entsprechenden theoretischen Werte sind:

1 98 94 87 77 64 50 34

was zeigt, daß die Werte von M_{12} und M_{13} in dem Sender-Radiogoniometer vollkommen der Beziehung

$$\frac{M_{12}}{M_{13}} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha}$$

genügen.

Da das Empfänger-Radiogoniometer ebenso konstruiert ist, so genügt es gleichfalls dieser Relation. Es wurde aber ein direkter Beweis dafür erbracht, indem durch eine der festen Spulen ein Wechselstrom von der Frequenz 25 gesandt und die bewegliche Spule, geschlossen durch ein thermisches Amperemeter, nach verschiedenen Richtungen orientiert wurde.

Abweichend vom Sender-Radiogoniometer erlaubt aber das Empfänger-Radiogoniometer eine Variation der Windungszahl der festen Spulen. Es wurden demgemäß drei Versuchsreihen ausgeführt: die erste (A) mit allen primären Windungen eingeschaltet; die zweite (B) mit ungefähr der Hälfte der Windungen; und die dritte (C) mit ungefähr dem vierten Teil.

Die Fig. 3 zeigt graphisch die gewonnenen Resultate. Die durch die erhaltenen Punkte gehenden Kurven sind praktisch vollkommene Kreise. Indem wir mit 1 die Werte bei 0° bezeichnen, sind für 10° zu 10° bei den verschiedenen Beobachtungsreihen die Werte die folgenden:

	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°
A	1	98	94	87	77	64	50	34
B	1	98	94	87	76	63	49	33
C	1	98	95	86	76	63	49	—

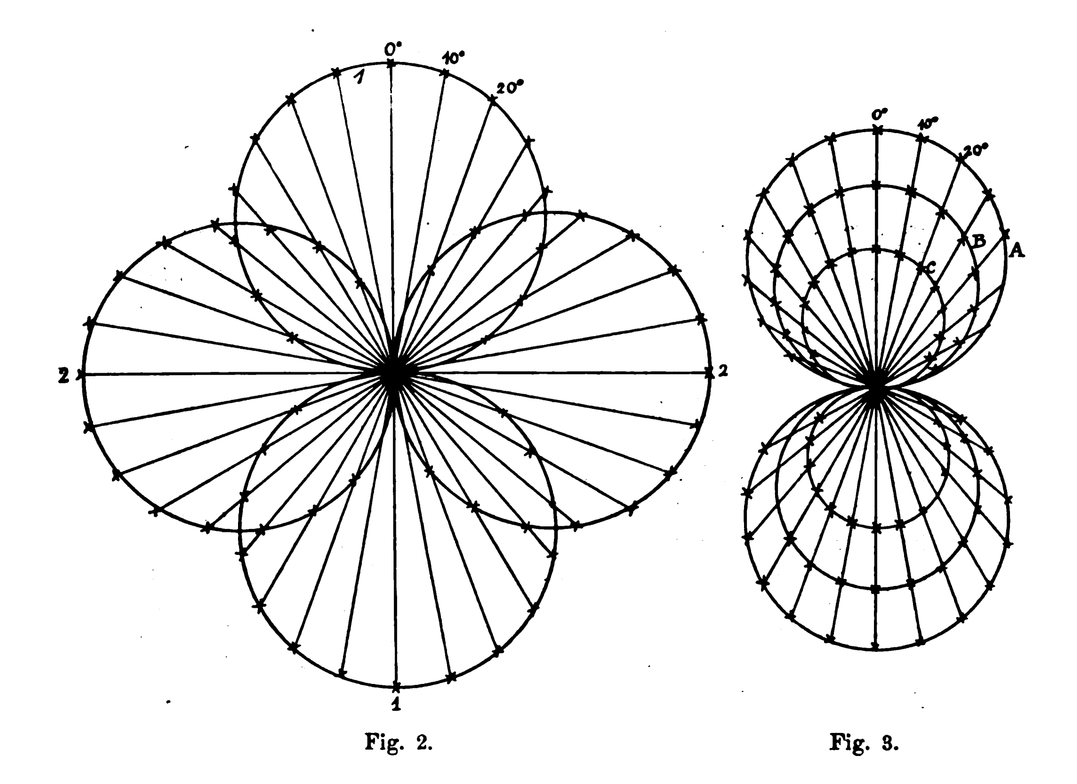


Fig. 2. Fig. 3.

während die theoretischen Werte sind:

1 98 94 87 77 64 50 34

Zwischen den theoretischen und empirischen Werten besteht also eine fast vollständige Übereinstimmung.

Durch analoge Rechnungen kann man zeigen daß, wenn die Beziehung: $M_{12}^2 + M_{13}^2 =$ konstant befriedigt ist, die Längen der beiden Empfängerwellen unabhängig von der Orientierung der beweglichen Spule sind.

Man kann also schließen, daß das Radiogoniometer Bellini-Tosi im Sender und Empfänger stets zwei Schwingungen von konstanten Frequenzen entstehen läßt, wie auch die bewegliche Spule orientiert sei, und von Intensitäten, die sinusförmig variieren, als Funktion der Orientierung der beweglichen Spule.

(Nach dem Französischen von G. Eichhorn.)

(Eingesandt 15. März 1910.)

Zur Theorie der Fischerschen Methode zur getrennten Untersuchung der Schwingungen gekoppelter Oszillationen.

Von B. Mackû.

Die Fischersche Methode[1]) ist bis heute die einzige, mit welcher die Konstanten der gekoppelten Kreise auch bei nicht fester Koppelung bestimmt werden können.

Die Idee dieser Methode ist die folgende: Es sei ein dritter Oszillationskreis sowohl mit dem Primär- als auch mit dem Sekundärkreise so (sehr lose) induktiv gekoppelt, daß in demselben nur eine einzige Schwingung entsteht. Es soll dann die Schwingungszahl und die Dämpfung dieser Schwingung identisch sein mit der Schwingungszahl und der Dämpfung einer von den Schwingungen, welche im Primär- und Sekundärkreise infolge seiner Mitschwingung entstehen. Da aber durch die früher genannte Koppelung des dritten Kreises zwei verschiedene Schwingungen getrennt aufgenommen werden können, so wäre auf diese Weise möglich, beide Schwingungen und beide Dämpfungen der gekoppelten Oszillationskreise zu bestimmen.

Für drei induktiv gekoppelte Oszillationskreise gelten die Differentialgleichungen:

$$(1)\quad \begin{cases} V_1'' + 2\delta_1 V_1' + b_1 V_1 = k_{12} V_2'' \\ V_2'' + 2\delta_2 V_2' + b_2 V_2 = k_{21} V_1'' \\ V_3'' + 2\delta_3 V_3' + b_3 V_3 = k_{31} V_1'' + k_{32} V_2'' \end{cases}$$

1) C. Fischer, Ann. d. Phys. **19**, 182, 1906; **22**, 265, 1907.

Soll die Voraussetzung der Fischerschen Methode erfüllt sein, dann muß:

(2) $$k_{31} V_1 + k_{32} V_2 = U$$

genügen der Differentialgleichung:

(3) $$U'' + 2\delta U' + b U = 0$$

Multipliziert man die ersten zwei Gleichungen des Systems 1 mit willkürlichen Faktoren λ, μ und addiert man, dann resultiert:

(4) $$(\lambda - \mu k_{21}) V_1'' + (\mu - \lambda k_{12}) \; V_2'' + 2(\delta_1 \lambda V_1' + \delta_2 \mu V_2') + (b_1 \lambda V_1 + b_2 \mu V_2) = 0$$

Soll diese Gleichung mit der Gleichung 3 identisch sein, dann muß:

(5) $$\begin{cases} U'' = k_{31} V_1'' + k_{32} V_2'' = (\lambda - \mu k_{21}) V_1'' + (\mu - \lambda k_{12}) V_2'' \\ \delta U' = 2\delta k_{31} V_1' + 2\delta k_{32} V_2' = 2\delta_1 \lambda V_1' + 2\delta_2 \mu V_2' \\ b U \; = b k_{31} V_1 + b k_{32} V_2 = b_1 \lambda V_1 + b_2 \mu V_2 \end{cases}$$

Da diese Gleichungen für alle Werte von $V_1, V_1', V_1''; V_2, V_2' V_2''$ erfüllt werden müssen, entstehen aus denselben 6 Gleichungen:

(6) $$\begin{cases} k_{31} = \lambda - \mu k_{21} & k_{32} = \mu - \lambda k_{12} \\ \delta k_{31} = \delta_1 \lambda & \delta k_{32} = \delta_2 \mu \\ b k_{31} = b_1 \lambda & b k_{32} = b_2 \mu \end{cases}$$

In diesem System kann aber eine Unbekannte ganz willkürlich gewählt werden. Es bleiben somit 6 Gleichungen für 5 unbekannte, und es muß somit eine gewisse Relation zwischen Konstanten der Oszillationskreise bestehen, wenn die gewünschte Voraussetzung erfüllt sein soll. Diese Relation ergibt sich, wenn man die Gleichungen der zweiten und dritten Reihe durcheinander dividiert. Man bekommt dann:

$$\frac{k_{31}}{k_{32}} = \frac{\delta_1}{\delta_2} \frac{\lambda}{\mu} \qquad \frac{k_{31}}{k_{32}} = \frac{b_1}{b_2} \frac{\lambda}{\mu}$$

oder:

(7) $$\delta_1 b_2 = \delta_2 b_1$$

Somit für den Fall $b_1 = b_2$ muß auch $\delta_1 = \delta_2$. Dies ist der Spezialfall, welchen auch Fischer anführt als denjenigen, für welchen die Voraussetzung streng erfüllt werden kann.

Ist diese Bedingung nicht erfüllt, dann kann auch die Gleichung (4) mit (3) nicht identisch sein, sie läßt sich aber allgemein auf die Form bringen:

$$U'' + 2\delta U' + bU = mW'' + gW' + eW \tag{8}$$

wo

$$W = k_{31}' V_1 + k_{32}' V_3 \tag{9}$$

und m, g, e, k_{31}', k_{32}' Konstanten sind, die sich samt den Konstanten λ, μ, k_{31}, k_{32}, δ, b aus der Bedingung bestimmen, daß die Gleichung (8) identisch sein soll mit der Gleichung (4). Es resultiert dann:

$$\left\{\begin{array}{ll} k_{31} - m\,k_{31}' = \lambda - \mu\,k_{21} & k_{32} - m\,k_{32}' = \mu - \lambda\,k_{12} \\ 2\,\delta\,k_{31} - g\,k_{31}' = 2\,\delta_1\,\lambda & 2\,\delta\,k_{32} - g\,k_{32}' = 2\,\delta_2\,\mu \\ b\,k_{31} - e\,k_{31}' = b_1\,\lambda & b\,k_{32} - e\,k_{32}' = b_2\,\mu \end{array}\right. \tag{10}$$

Man hat somit jetzt ein System von 10 Unbekannten und nur von 6 Gleichungen, es können also 4 Unbekannte beliebig gewählt werden. Man kann sie so wählen, daß die Koppelung desjenigen Systemes, dessen eine Differentialgleichung die Gleichung (8) darstellt, möglichst lose wäre, denn dadurch nähert man sich der Bedingung, daß in dem Kreise, mit welchem der dritte Kreis gekoppelt ist, nur eine einzige Schwingung existiert.

Vergleicht man aber die Gleichungen (10) mit den Gleichungen (6), dann erkennt man sofort, daß die Größen g und e beide gleichzeitig nicht gleich Null sein können, denn wären sie Null, dann resultiert aus der zweiten und dritten Reihe der Gleichungen (10) die Bedingung (7), von welcher wir jetzt voraussetzten, daß sie nicht erfüllt ist. Die Unmöglichkeit des gleichzeitigen Verschwindens der Größen g und e bedeutet aber, daß mindestens eine galvanische oder elektrische Koppelung zurückbleiben muß.

Das bedeutet aber, daß, wie auch man die Koppelungen k_{31} und k_{32} wählt, durch den dritten Kreis streng genommen immer zwei Resonanzkurven entnommen werden (entsprechend den zwei Schwingungen). Die Möglichkeit, die Koppelung möglichst lose zu wählen, bedeutet nur, daß man eine von den Schwingungen bis zu gewissem Grade unterdrücken kann. Inwieweit aber sich die resultierende Kurve von der Resonanzkurve einer einzigen Schwingung unterscheidet, das hängt von der relativen Höhe der Gipfel der beiden Resonanzkurven und vom Abstande derselben. Es ist somit das Kriterium, daß die aufgenommene Kurve nur einen einzigen Gipfel besitzt, kein Kriterium dafür, daß diese Kurve wirklich auch eine Resonanzkurve einer einzigen Schwingung ist, und zwar um so weniger, je kleiner die relative Differenz der beiden Schwingungszahlen ist.

Man kann sich das hier Gesagte auf einem bekannteren Beispiel klar machen. Denken wir uns, daß wir mit einem Primärkreise einen Sekundärkreis von derselben Frequenz sehr lose (z. B. induktiv) koppeln. Wenn man jetzt mit Hilfe eines dritten, mit dem Sekundärkreise wieder sehr lose gekoppelten Oszillationskreise eine Resonanzkurve aufnimmt, dann bekommt man zwar eine Kurve, welche nur einen einzigen Gipfel besitzt (und sie wird die Schwingungszahl der Oszillationen des zweiten Oszillationskreises richtig geben). Sie wird aber keinen normalen Verlauf besitzen, und man kann aus derselben überhaupt keine Dämpfung bestimmen und zwar dadurch, daß sie eine Resultierende von zwei Resonanzkurven (einer mit der Dämpfung des Primär- und anderer mit der Dämpfung des Sekundärkreises) darstellt.

Es ist also klar, daß man die aufgenommene Kurve als eine Resonanzkurve einer einzigen Schwingung nur dann betrachten kann, wenn sie nicht nur einen einzigen Gipfel, sondern auch einen normalen Verlauf, d. h. daß die aus Höhen gefundenen Dämpfungen gleich sind, besitzt.

Stellen wir uns vor, daß wir durch die Wahl von k_{31} und k_{32} den Fall treffen, daß nur eine galvanische Koppelung zurückbleibt. Dieses wird erreicht, wenn die Koppelungskoeffizienten so gewählt sind, daß die Gleichungen (10) befriedigt werden, wenn man in denselben $m = e = 0$ setzt. Es bleibt dann aus den Gleichungen (10) übrig:

$$(11)\quad \left\{ \begin{array}{ll} k_{31} = \lambda - \mu\, k_{21} & k_{32} = \mu - \lambda\, k_{12} \\ 2\,\delta\, k_{31} - g\, k_{31}' = 2\,\delta_1\, \lambda & 2\,\delta\, k_{32} - g\, k_{32}' = 2\,\delta_2\, \mu \\ b\, k_{31} = b_1\, \lambda & b\, k_{32} = b_2\, \mu \end{array} \right.$$

Setzt man noch voraus, daß $b_1 = b_2 = b_0$ ist, dann resultiert aus der ersten und letzten Reihe dieser Gleichungen:

$$(12)\quad \left\{ \begin{array}{lll} k_{31} = k_{32} \sqrt{\dfrac{k_{21}}{k_{12}}} & \text{oder} & k_{32} = - k_{32} \sqrt{\dfrac{k_{21}}{k_{12}}} \\ \lambda = \dfrac{k_{32} \sqrt{\dfrac{k_{21}}{k_{12}}}}{1 - k} & \text{oder} & \lambda = \dfrac{- k_{32} \sqrt{\dfrac{k_{21}}{k_{12}}}}{1 + k} \\ \mu = \dfrac{k_{32}}{1 - k} & \text{oder} & \mu = \dfrac{k_{32}}{1 + k} \\ b = \dfrac{b_0}{1 - k} & \text{oder} & b = \dfrac{b_0}{1 + k} \end{array} \right.$$

k_{31}' und k_{32}' kann man noch ganz willkürlich wählen (außer

$k_{31}' = k_{31}$, $k_{32}' = k_{32}$). Es wird am zweckmäßigsten, wenn man $k_{31}' = -k_{31}$ und $k_{32}' = k_{32}$ annimmt. Dann ist aus der zweiten Reihe der Gleichungen (11):

$$(13)\quad \begin{cases} \delta = \dfrac{\delta_1 + \delta_2}{2(1-k)} \quad \text{oder} \quad \delta = \dfrac{\delta_1 + \delta_2}{2(1+k)} \\ g = \dfrac{\delta_1 - \delta_2}{1-k} \quad \text{oder} \quad g = \dfrac{\delta_1 - \delta_2}{1+k} \end{cases}$$

Setzt man die erste Gruppe von den gefundenen Konstanten (d. h. $k_{31} = k_{32}\sqrt{\dfrac{k_{21}}{k_{12}}}$) in die Gleichungen (2) und (9), dann ist:

$$(14)\quad \begin{cases} U = U_1 = k_{32}\left(\sqrt{\dfrac{k_{21}}{k_{12}}}\,V_1 + V_2\right) \\ W = W_1 = k_{32}\left(-\sqrt{\dfrac{k_{21}}{k_{12}}}\,V_1 + V_2\right) \end{cases}$$

und für den zweiten Fall $\left(\text{d. h. } k_{31} = -k_{32}\sqrt{\dfrac{k_{21}}{k_{12}}}\right)$

$$(15)\quad \begin{cases} U = U_2 = k_{32}\left(-\sqrt{\dfrac{k_{21}}{k_{12}}}\,V_1 + V_2\right) \\ W = W_2 = k_{32}\left(\sqrt{\dfrac{k_{21}}{k_{12}}}\,V_1 + V_2\right) \end{cases}$$

Vergleicht man diese Ausdrücke, so findet man, daß:

$$(16)\qquad W_1 = U_2 \qquad W_2 = U_1$$

Und die Oszillationen im dritten Kreise, für welchen die Differentialgleichung gilt:

$$(17\text{a})\qquad V_3'' + 2\delta_3 V_3' + \lambda_3 V_3 = U_1''$$

d. h. für den Fall:

$$k_{31} = k_{32}\sqrt{\frac{k_{21}}{k_{12}}}$$

beziehungsweise die Differentialgleichung:

$$(17\text{b})\qquad V_3'' + 2\delta_3 V_3' + b_3 V_3 = U_2''$$

d. h. für den Fall:

$$k_{31} = -k_{32}\sqrt{\frac{k_{21}}{k_{12}}}$$

sind jetzt solche, als ob sie von einem Oszillationskreise herrührten, in welchem für den Potentialverlauf die Gleichung gibt:

$$U_1'' + \frac{\delta_1 + \delta_2}{1 - k} U_1' + \frac{b_0}{1 - k} U_1 = \frac{\delta_1 - \delta_2}{1 - k} U_2' \tag{18a}$$

beziehungsweise

$$U_2'' + \frac{\delta_1 + \delta_2}{1 + k} U_2' + \frac{b_0}{1 + k} U_2 = \frac{\delta_1 - \delta_2}{1 + k} U_1' \tag{18b}$$

Die willkürliche Wahl von k_{31}' und k_{32}' bedeutet, daß die Gleichungen (18a) und (18b), so lange es sich um die Wirkung auf den dritten Kreis handelt, auch durch andere Formen (galvanische Koppelung) ersetzt werden können; die Wirkung auf den dritten Kreis bleibt aber dieselbe.

Die Gleichung (18a) ist aus dem System (1) dadurch entstanden, daß man die erste Gleichung dieses Systemes mit $k_{32}\sqrt{\frac{k_{21}}{k_{12}}}$ und die zweite k_{32} multipliziert; und dann beide so entstandene Gleichungen addiert haben; ebenso die Gleichung (18b) ist durch Multiplikation mit $-k_{32}\sqrt{\frac{k_{21}}{k_{12}}}$ und k_{32} und Addition aus demselben Systeme entstanden. Es bilden somit die Gleichungen (18a) und (18b) ein System, welcher dem Systeme (1) äquivalent ist. [Durch Einsetzen der Werte für U_1 und U_2 aus Gleichungen (14) und (15) kann man das System (1) zurückbekommen.]

Es sind somit die Oszillationen im dritten Kreise dieselben, als ob er induktiv nur mit einem oder anderem Kreise desjenigen Systemes gekoppelt wäre, welcher mit den Gleichungen (18a) und (18b) gegeben ist.

Die Koppelung dieses Systemes ist galvanisch und sehr lose. Da aber durch irgendwelche sehr lose Koppelung die Schwingungszahlen nur ganz unbedeutend beeinflußt werden, somit wird das Maximum des Effektes im dritten Kreise dann eintreten, wenn derselbe auf denjenigen Kreis abgestimmt ist, mit welchem er gekoppelt ist, d. h. für $b_3 = \frac{b_0}{1 - k}$, respektive $b_3 = \frac{b_0}{1 + k}$; die aufgenommenen Resonanzkurven werden dieselben Schwingungszahlen ergeben, welche die Schwingungen des Systemes (1) besitzen.

Nicht aber ganz so einfach steht die Sache mit den Dekrementen, oder was dasselbe ist, mit der Form der Resonanzkurve. Es scheint,

als ob man auch hier schließen könnte, daß, wenn die Resonanzkurve für Schwingungszahlen $\frac{b_0}{1-k}$ und $\frac{b_0}{1+k}$ gibt, die Koppelung genügend lose ist auch für Dämpfungen, so daß die Resonanzkurve für sie $\frac{\delta_1+\delta_2}{1-k}$ resp. $\frac{\delta_1+\delta_2}{1+k}$ geben wird. Wenn man aber bedenkt, daß die Dämpfungen, d. h. die Koeffizienten bei U_1' und U_2 in den Gleichungen (18a) und (18b) je nach willkürlicher Wahl von k_{31}' und k_{32}' verschieden sein können, sieht man sofort, daß man zu diesem Schluß nicht berechtigt sind, sondern man muß erwarten, daß die aus der Resonanzkurve gefundenen Dämpfungen sich denjenigen Faktoren bei U_1' resp. U_2' nähern würden, welche man erhält, wenn man k_{31}', k_{32}', g so wählen, daß die wechselseitige Wirkung derjenigen Oszillationskreise, welche das System (1) ersetzen können, ein Minimum wird[1]. Dieses aber zu finden ist eine zu komplizierte Aufgabe.

Man bleibt aber mit diesem in Übereinstimmung, wenn man sagt, daß die aus den Resonanzkurven gefundenen Dämpfungen sich um so mehr den Ausdrücken $\frac{\delta_1+\delta_2}{1-k}$ resp. $\frac{\delta_1+\delta_2}{1+k}$ nähern werden, je kleiner die Wechselwirkung der Oszillationskreise ist, welche durch die Gleichungen (18a) und (18b) gegeben sind. Diese Wechselwirkung wird aber um so kleiner, je größer die Verstimmung der beiden Kreise ist, d. h. je größer der Koppelungskoeffizient k ist, und je loser die Koppelung, welche wieder mit abnehmender Differenz $(\delta_1-\delta_2)$ abnimmt. Man kann somit erwarten, daß bei großen Koppelungskoeffizienten und kleinen Unterschieden zwischen den Dämpfungen des Primär- und Sekundärkreises, die Fischersche Methode für die Dämpfungen solche Werte geben wird, welche sich den Werten $\frac{\delta_1+\delta_2}{1-k}$ resp. $\frac{\delta_1+\delta_2}{1+k}$ nähern.

Es sei hier aber noch bemerkt, daß auch für diejenigen Fälle, in welchen man aus den Resonanzkurven sehr nahe die Dämpfungen $\frac{\delta_1+\delta_2}{1-k}$ resp. $\frac{\delta_1+\delta_2}{1+k}$ bekommt, daß diese Werte mit den Dämpfungen der beiden Schwingungen des ursprünglichen Systemes (1) nicht überein-

1) Für die Schwingungszahlen liegt eine solche Unsicherheit nicht vor aus dem Grunde, daß durch die Wahl von k_{31} und k_{32} schon die Koeffizienten bei U_1 und U_2 der Gleichungen (18a) und (18b) eindeutig bestimmt sind, wie aus Gleichungen (12) ersichtlich ist.

stimmen müssen, da die von Fischer angegebene Beziehung[1]) zwischen den Dekrementen der gekoppelten und nichtgekoppelten Oszillationskreise nur dann richtig ist, wenn $(\delta_1-\delta_2)^2$ verschwindend klein gegen $(\delta_1+\delta_2)^2$ resp. $k^2 b_0$ ist.

Einen weit größeren Geltungsbereich besitzt die Formel[2]) (für $b_1'=b_2=b_0$):

$$(19)\quad \left.\begin{matrix}\delta_1'\\ \delta_2'\end{matrix}\right\} = \frac{\delta_1+\delta_2}{2(1-k^2)}\left\{1 \pm \sqrt{k^2+(1-k^2)\frac{(\delta_1-\delta_2)^2}{(\delta_1+\delta_2)^2+k^2 b_0}}\right\}$$

Wie die Verhältnisse bei kleineren Koppelungskoeffizienten und größeren Differenzen $(\delta_1-\delta_2)$ stehen, und auch, wie groß der Fehler bei einem großen Koppelungskoeffizienten und kleiner Differenz $(\delta_1-\delta_2)$ ist, darüber läßt sich gar nichts angeben.

Man kann sich aber doch an einem Beispiel überzeugen, daß auch schon bei nicht ungünstigen Fällen die Fehler bedeutend sein können.

Nehmen wir an, daß die Dämpfung des dritten Kreises gegen die Dämpfungen des Primär- und Sekundärkreises verschwindend klein ist. In diesem Falle gilt für den Stromeffekt im dritten Kreise, der sehr lose induktiv mit beiden anderen gekoppelt ist[3]):

A. Für den Fall $k_{31}=k_{32}\sqrt{\frac{k_{21}}{k_{12}}}$

$$(20\text{a})\quad \Psi_{(3,3)} = \frac{C_3^2 k_{31}^2}{4\delta_3}\cdot\frac{b_3}{[b_0-(1-k)b_3]^2+4\delta_1^2 b_3+ + \frac{4(\delta_1-\delta_2)k b_3^2[2(\delta_1+\delta_2)(b_0-b_3)-(\delta_1-\delta_3)k b_3]}{[b_0-(1+k)b_3]^2+4\delta_2^2 b_3}}$$

B. Für den Fall $k_{31}=-k_{32}\sqrt{\frac{k_{21}}{k_{12}}}$

$$(20\text{b})\quad \Psi_{(3,3)} = \frac{C_3^2 k_{31}^2}{4\delta_3}\cdot\frac{b_3}{[b_0-(1+k)b_3]^2+4\delta_1^2 b_3- - \frac{4(\delta_1-\delta_2)k b_3^2[2(\delta_1+\delta_2)(b_0-b_3)+(\delta_1-\delta_3)k b_3]}{[b-(1-k)b_3]^2+4\delta_2^2 b_3}}$$

Wählen wir z. B.:

$$b_0=1,\ \delta_3=0{\cdot}03,\ \delta_2=0{\cdot}01,\ k=0{\cdot}1$$

1) l. c. Ann. d. Phys. XXII Gl. (5).

2) B. Macků, Jahrb. 3, Heft 3, 1910.

3) Allgemeine Berechnungen, welche sich auf drei Oszillationskreise beziehen, werden in nächster Zeit erscheinen.



und variiert b_3, dann bekommt man die Resonanzkurven: Fig. 1 für den Fall A und Fig. 2 für den Fall B.

Die Dämpfungen, welche man aus verschiedenen Höhen der Resonanzkurven bekommt, sind in der Tabelle 1 zusammengestellt.

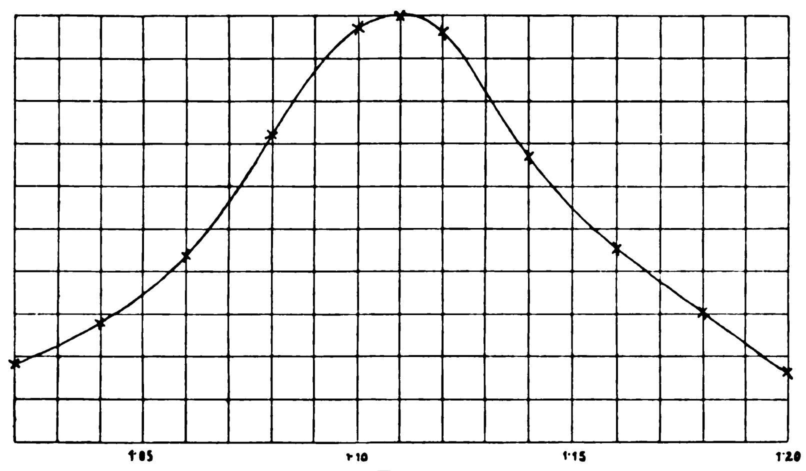


Fig. 1.

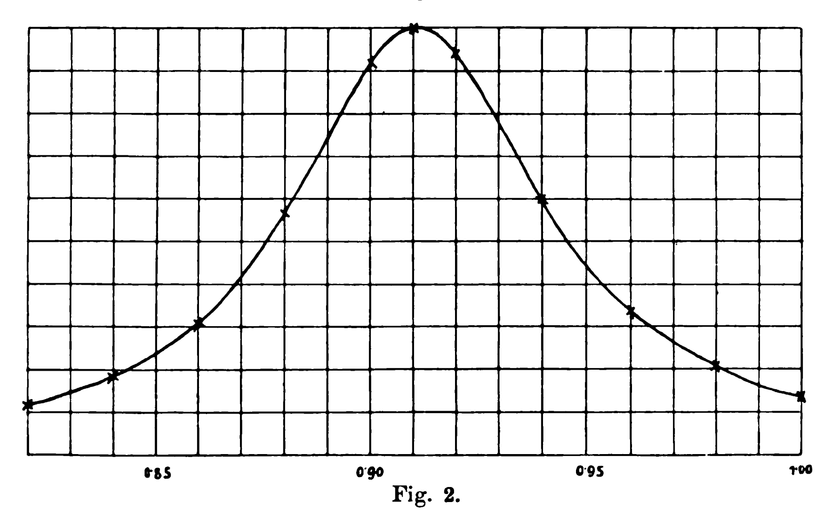


Fig. 2.

Hier sind auch die Werte $\frac{\delta_1 + \delta_2}{1 - k}$ und $\frac{\delta_1 + \delta_2}{1 + k}$, sowie auch die nach der Formel (19) berechneten Dämpfungen angegeben.

Tabelle 1.

Höhe der R.-K.	A	B
	Dämpfung	
0·9	0·0231	0·0183
0·8	0·0211	0·0186
0·7	0·0212	0·0185
0·6	0·0211	0·0183
0·5	0·0210	0·0182
0·4	0·0212	0·0181
0·3	0·0212	0·0180
0·2	0·0200	0·0177
	$\frac{\delta_1 + \delta_2}{1 - k} = 0{\cdot}0222$	$\frac{\delta_1 + \delta_2}{1 + k} = 0{\cdot}0182$
	δ_1' nach (19) 0·0244	δ_2' nach (19) 0·0160

Aus dieser Tabelle ersieht man, daß die Resonanzkurven nicht normal verlaufen; diejenige für die größere Schwingungszahl (Fall A) gibt im Mittel um etwa 5 % kleinere Werte als $\frac{\delta_1 + \delta_2}{1 - k}$, und um etwa 15% von δ_1' abweichende Werte. Diejenige für kleinere Schwingungszahl (Fall B) gibt im Mittel fast denselben Wert wie $\frac{\delta_1 + \delta_2}{1 + k}$, von δ_2' weicht dieser Wert aber wieder um etwa 15 % ab. Diese Kurve ist aber wieder mehr deformiert.

Konstruiert man aber nach den oben angegebenen Ausdrücken der Gleichungen (20a) und (20b) die Resonanzkurven für kleinere Koppelungskoeffizienten, dann bekommt man sehr deformierte Kurven, in welchen die Werte der aus verschiedenen Höhen berechneten Dämpfungen sich sehr viel voneinander unterscheiden, so daß die Möglichkeit irgendwelche Angabe der Dämpfung aufhört.

Als Beispiel für diesen Fall sind die Resonanzkurven für:

$$b_0 = 1,\ \delta_1 = 0{\cdot}03,\ \delta_2 = 0{\cdot}01,\ k = 0{\cdot}05$$

konstruiert, und zwar gilt die Fig. 3 für den Fall A, Fig. 4 für den Fall B. Die Dämpfungen aus verschiedenen Höhen sind in der Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2.

Höhe der R.-K.	A	B
	Dämpfung	
0·9	0·0155	0·0176
0·8	0·0178	0·0180
0·7	0·0190	0·0182
0·6	0·0194	0·0181
0·5	0·0198	0·0181
0·4	0·0195	0·0178
0·3	0·0190	0·0174
0·2	0·0181	0·0170
	$\frac{\delta_1 + \delta_2}{1 - k} = 0{\cdot}0210$	$\frac{\delta_1 + \delta_2}{1 + k} = 0{\cdot}0195$
	δ_1' nach (19) 0·0267	δ_2' nach (19) 0·0177

Wir haben ein sehr einfaches Beispiel, nämlich daß die Dämpfung im dritten Kreise verschwindend klein ist, angenommen. In Wirklich-

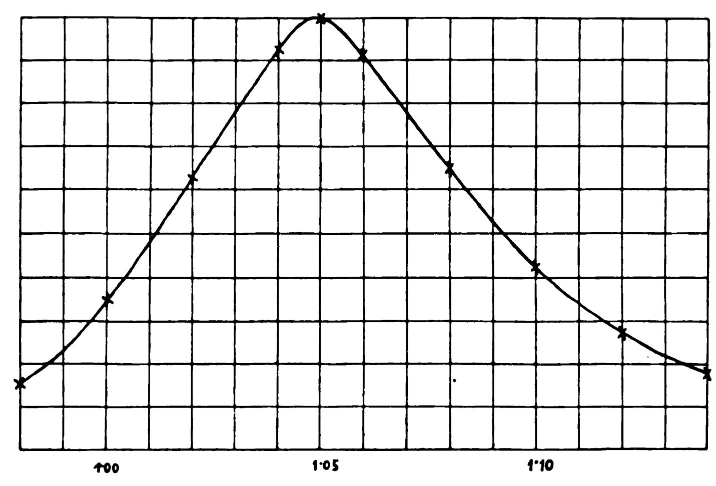


Fig. 3.

keit ist aber diese Vereinfachung ausgeschlossen. Dadurch entstehen neue Komplikationen. Bedenkt man dazu noch, daß durch eine solche Wahl von k_{31} und k_{32}, daß die durch den dritten Kreis aufgenommene Resonanzkurve nur ein Maximum aufweist, nicht gerade die von uns vorausgesetzte, einfache, bloß galvanische Koppelung derjenigen Oszillationskreise [Gleichung (18a) und (18b)], welche das System 1 ersetzen,

getroffen sein muß, sondern daß besonders bei nicht allzuweit verschiedenen Schwingungszahlen des Systems 1, wann das Verschwinden des zweiten Maximums sich nicht leicht kontrollieren läßt, weit kompliziertere Koppelungen resultieren können, dann ist nicht ausgeschlossen, daß man durch verschiedene Einstellungen des Koppelungskoeffizienten k_{31} und k_{32} zu erheblich verschiedenen Formen der Re-onanzkurven gelangen kann.

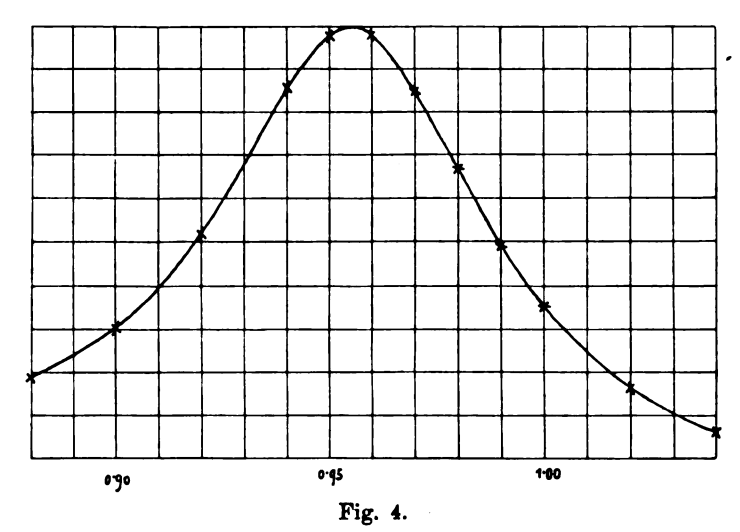


Fig. 4.

Man ist somit berechtigt zu behaupten, daß die Fischersche Methode zwar für Bestimmung von Schwingungszahlen geeignet ist, für Dekremente gibt sie aber (sehr große Werte von k und kleine Differenzen von $[\delta_1 - \delta_2]$ ausgeschlossen) wenn nicht falsche, so mindestens unsichere Werte[1]).

Brno, fysikalní ústav české techniky.

1) Ich will zwar nicht behaupten, daß alle Abweichungen der Fischerschen Messungen (l. c.) von der Theorie durch diesen Umstand entstanden sind (denn es geht aus allen Beobachtungen hervor, daß die Funkendämpfung durch Abnahme der Energie durch einen Widerstand oder gekoppelten zweiten Kreis vergrößert wird) jedoch sind sie durch denselben vergrößert resp. geändert, wie man aus der Tatsache schließen kann, daß der Verlauf der Dekremente bei großen Koppelungskoeffizienten sich dem theoretischen zu nähern anfängt.

(Eingesandt 27. Oktober 1909.)

Referate.

Dämpfung elektrischer Schwingungen beim Funkenübergang in verschiedenen Gasen.

In der Phys. Ztschr. **10**, 703, 1909 veröffentlicht Herr Curt Richter unter obigem Titel einen Auszug aus seiner Hallenser Doktordissertation.

In der Tabelle (S. 706) seiner Arbeit sind für verschiedene Funkenlängen die von Rempp, Eickhoff, v. Traubenberg und Richter beim Funkenübergang in Luft ermittelten Dekrementwerte nebeneinander gestellt. Herr Richter weist auf den verschiedenen Verlauf der Remppschen und meiner Kurven gegenüber denjenigen von v. Traubenberg und der von ihm selbst gemessenen Resultate hin und gibt hierfür eine Erklärung, welche ich schon durchgreifender in meiner Arbeit[1]) „Über das Sprühen von Kondensatoren“ gegeben habe. Für die oben angeführte Tabelle sind willkürlich Werte aus einer meiner Arbeiten genommen worden, welche weniger den Zweck hatte Absolutmessungen von Dekrementen zu machen, als einen Vergleich über die Dämpfungen von Einfach- und Serien-Funkenstrecken in Kondensatorkreisen anzustellen. Hätte Herr Richter aus meiner schon zitierten Arbeit, worin ich die Bedeutung des Sprühens von Kondensatoren für die Resonanzschärfe, also für Messungen nach der Bjerknesschen Methode, klargelegt habe, die Kurve der „Einzelflasche unter Öl“ (d. h. der Einfluß des Sprühens war annähernd eliminiert) genommen, so hätte er — abgesehen von den Remppschen Messungen[2]), welche aus dem Jahre 1904 stammen — die folgende Tabelle erhalten, wo alle 3 Meßreihen denselben Charakter, eben die Abnahme des Dekrementes mit zunehmender Funkenlänge zeigen.

Funkenlänge	Eickhoff C — 2000 cm	v. Traubenberg C — 8000 cm	Richter C — 8000 cm
4 m/m	0,090	0,080	0,109
5 m/m	0,082	0,075	0,102
6 m/m	0,077	0,070	0,097
7 m/m	0,072	0,065	0,095
8 m/m	0,070	0,063	0,093
9 m/m	0,068	0,062	0,091
10 m/m	0,066	0,061	0,090

1) Phys. Ztschr. 8, 17, S. 564.

2) Die Remppschen Resultate waren für die Technik der Funkentelegraphie bestimmt und für sie von größter Bedeutung, weil sie mit denselben Anordnungen gewonnen wurden wie man sie dort noch vor kurzem verwendete, sie hatten den großen Vorzug, daß sie zum ersten Male die Größe des Funkenwiderstandes, über den bis dahin die größte Unklarheit herrschte, zahlenmäßig bestimmten.

Wilh. Eickhoff, Hamburg.

(Eingesandt 27. März 1910.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Drahtlose Telegraphie und Seeschiffahrt.

Die Elektrot. Ztschr. **31**, 348, 1910 berichtet:

Der zweite gemeinsame Vereinstag des Nautischen Vereins und der Deutschen Seeschiffervereine beschäftigte sich eingehend mit drahtloser Telegraphie. Zunächst hielt der Generalsekretär des Vereins Hamburger Reeder, Dr. Stugmann, einen Vortrag über dieses neue Verkehrsmittel und beantragte folgende Resolution, die dann auch angenommen wurde:

„Die drahtlose Telegraphie im Dienste der Seeschiffahrt darf im Hinblick auf ihre Bedeutung für die Sicherheit des Verkehrs und weiterhin in Anbetracht der Möglichkeit, sie für die wirtschaftlichen Zwecke der Reedereien nutzbar zu machen, unbeschadet der erforderlichen internationalen Vereinbarungen und der etwa notwendigen nationalen Rechtsbestimmungen nicht durch weitgehende gesetzliche Maßnahmen in ihrer Entwickelungs- und Bewegungsfreiheit eingeengt werden. Der deutsche Seeschiffahrtstag spricht daher seine Überzeugung dahin aus, daß eine Erleichterung und Verwertung der drahtlosen Telegraphie auf See namentlich durch folgende Maßregeln anzustreben ist: 1. Die Vorschrift, daß deutsche Feuerschiffe mit in See befindlichen Schiffen nur in Fällen der Not funkentelegraphisch verkehren dürfen, ist baldigst zu beseitigen. Für Fischereifahrzeuge ist ein unbeschränkter Funkenspruchverkehr mit Feuerschiffen zuzulassen. 2. Baldmöglichst eine besondere Prüfungsvorschrift für Nautiker zu schaffen, die die von Berufstelegraphisten verlangte Befähigung, 20 Wörter in der Minute aufzunehmen, von Nautikern nicht fordert. 3. In den Navigationsschulen sind regelmäßige Kurse für drahtlose Telegraphie einzurichten, deren Besuch auch Kapitänen und Offizieren der Handelsmarine zu ermöglichen ist. 4. Eine Ausnutzung der drahtlosen Telegraphie ist endlich in der Richtung anzustreben, daß das Sturmwarnungswesen mittels Funkenspruchs ausgestaltet und für die Übermittelung von Nachrichten, die für die Navigation von Wichtigkeit sind, von dem Feuerschiff aus an die in ihrem Bereich befindlichen mit drahtloser Telegraphie ausgerüsteten Schiffe Sorge getragen wird."

An den Vortrag knüpfte sich eine lebhafte Aussprache über den gegenwärtigen Stand der drahtlosen Telegraphie. Geh. Postrat Schrader, Dezernent für Funkentelegraphie im Reichspostamt, führte nach der „Post" aus, die großen Dampfer sollen die Nachrichten direkt an die Stationen auf dem Festland abgeben und nicht die Feuerschiffe be-

helligen; das werde nur eine Verdoppelung der Telegramme herbeiführen. Man könne auch nicht allzuweit in den Anforderungen bezüglich der Schnelligkeit herabgehen, weil nach den internationalen Bestimmungen eine fremde Station den Verkehr ablehnen kann, wenn die Aufnahme eine so ungeschickte ist, daß der Verkehr aufgehalten wird. Zu der Forderung der Einrichtung regelmäßiger Kurse in den Navigationsschulen könne er namens seines Chefs erklären, daß er diese mit großer Freude begrüßen werde. Weiter verbreitete sich Redner über die Sturmwarnungssignale, die von Norddeich täglich zweimal ohne Adresse hinausgegeben werden, und die jedes Schiff entgegennehmen könne. Eine weitere wichtige Sache würde es sein, von bestimmten Stationen aus zu bestimmten Zeiten Zeitsignale abzugeben. Jedenfalls werde die Reichsregierung bei der nächsten Konferenz die Interessen der Schiffahrt nach jeder Richtung hin wahrzunehmen. — Geh. Admiralitätsrat Rottak vom Reichsmarineamt erörterte die Aufgaben der Zeitsignale. Die Einrichtung sei so beschaffen, daß von der Station Norddeich aus das ganze Ostseegebiet bis zum Bottnischen Meerbusen, nach Norden bis zu den Lofoten und nach Westen über die englischen Gründe beherrscht werde. Sobald die Mittel vorhanden seien, werde man auch Versuche mit der Übertragung von Wetterprognosen machen.

Bredow, Direktor der deutschen Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, verbreitete sich über die neuen technischen Erfolge namentlich des Reichspostdampfers „Kleist" auf dem Gebiet der drahtlosen Telegraphie. Dieser Dampfer habe auf seiner ganzen Fahrt von Bremerhaven bis Alexandrien ständig mit der Station Norddeich in Verbindung gestanden und Zeitungsnachrichten aufgenommen. Die drahtlose Telegraphie erstreckte sich zeitweise auf 2490 km. Bei dem großen Unglück des „General Chancy" war der Dampfer 50 Seemeilen von der Unfallstelle entfernt und habe zu jener Zeit ohne Schwierigkeit mit Scheveningen und Marseille gearbeitet. Wenn der „General Chancy" drahtlose Telegraphie gehabt hätte, würde der „Kleist" in wenigen Stunden an der Unfallstelle gewesen sein und hätte 150 Menschenleben retten können. Die Telefunkengesellschaft habe sich entschlossen, unentgeltliche Kurse zunächst an den Navigationsschulen in Hamburg und Bremen einzurichten. Es sprachen dann noch Professor Schilling, Bremen, und Fischereiinspektor Duge, Cuxhafen, der feststellte, daß bei der Hochseefischerei sich die Funkentelegraphie schon sehr bewährt habe.

E.

(Eingesandt 15. Mai 1910.)

Die Radiostation Boulogne.

Eine der französischen Post- und Telegraphen-Verwaltung gehörende Radiostation in Boulogne ist soeben fertiggestellt worden und zwar mit Einrichtungen sowohl des Systems der gerichteten Telegraphie nach Bellini-Tosi, wie des gewöhnlichen Systems, wie es sonst von dieser Verwaltung benutzt wird. Entsprechend sind natürlich zwei

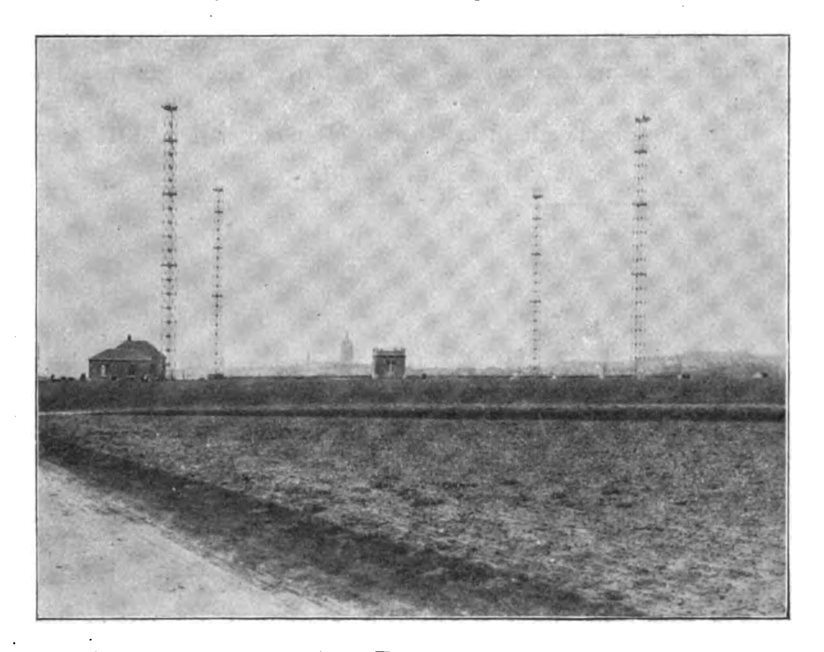


Fig. 1.

verschiedene Luftgebilde vorhanden; dieselben werden gemäß Fig. 1 von vier Eisentürmen von je 46 m Höhe getragen, die in den Ecken eines Quadrates von 80 m Seitenlänge stehen. Das „gerichtete" Luftgebilde ist gebildet aus zwei Brownschen Luftgebilden und wird gehalten von vier Kabeln, die die Spitzen der Masttürme verbinden. Jedes Brownsche Luftgebilde hat eine Form, wie das Schema nach Fig. 2; die Seiten AB bestehen aus sechs parallelen Drähten in einem Abstand von 4 m voneinander; die Teile BC sind zwei horizontale Drähte. Die Höhe der Luftleiter beträgt 36 m.

Die schiefe Lage von AB wurde gewählt, um das okkupierte

Terrain zu beschränken, was gemäß einfachen durch den Versuch bestätigten Überlegungen möglich war, ohne die Reichweite merklich zu vermindern.

Die horizontalen Drähte gehen durch das Dach des Stationsgebäudes und werden angeschlossen an die festen Kreise des Radiogoniometers des Senders, bzw. des Empfängers; das Umschalten geschieht durch einen speziellen vierfachen Kommutator, der in Fig. 3 direkt über dem Sender-Radiogoniometer sichtbar ist.

Die Sender-Wellenlänge der Station beträgt 300 m, jedoch können die Empfangsapparate auch auf viel größere Wellenlängen eingestellt werden.

Für Messungen mit dem Thermogalvanometer Duddell wurde

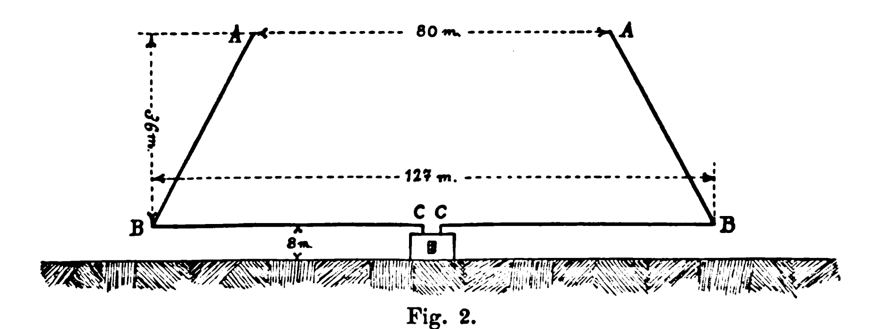


Fig. 2.

eine vertikale Antenne an der Colonne de la Grande Armée installiert, d. h. in einer Entfernung von 3 km also gleich 10 Wellenlängen.

Das Diagramm der ausgestrahlten Energie in den verschiedenen Richtungen wurde wie gewöhnlich erhalten, indem die Ausschläge des Thermogalvanometers abgelesen wurden für verschiedene Orientierungen der beweglichen Spule des Sender-Radiogoniometers (vgl. Fig. 5 im Jahrbuch **2**, 613, 1909, das absolut identische Diagramm von Dieppe).

Die Theorie der Reichweite der gerichteten Luftgebilde wurde früher im Jahrbuch[1]) gegeben; sie ergab, daß bei gleicher Stromintensität in den Luftgebilden die Reichweite der gerichteten Luftgebilde nicht das Doppelte derjenigen der gewöhnlichen Antenne übersteigen kann. Nach den praktischen Versuchen resp. Messungen scheint dies aber doch der Fall zu sein. Das Galvanometer ergab in ersterem Falle nämlich einen Ausschlag von 113 mm, im zweiten nur von

1) Jahrbuch **2**, 511, 1909. Vgl. auch La Lum. él. Nr. 9, 1909.

7 mm. Wir hätten also für die Reichweiten das Verhältnis $\sqrt{\frac{113}{7}} = 4$, und dies trotzdem der Strom in der vertikalen Antenne etwa das 1,5 fache desjenigen in dem gerichteten Luftgebilde betrug. Zur Erklärung dieser vielfach verifizierten Tatsache muß man zunächst dem Umstand Rechnung tragen, daß der am meisten aktive Teil eines Luftgebildes, der Strombauch, sich in einem gewöhnlichen Luftgebilde stets

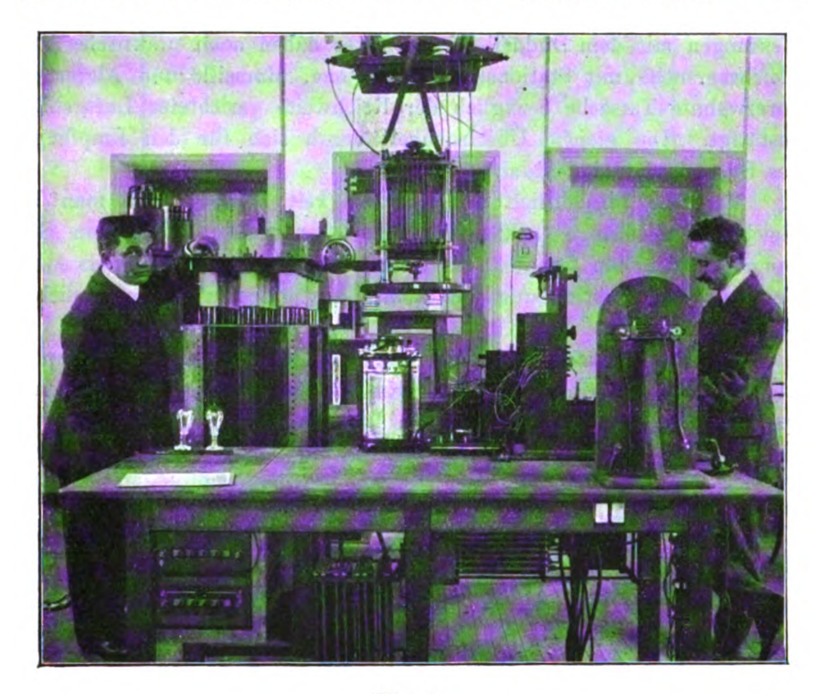


Fig. 3.

im Innern der Station befindet und einen Teil der Sekundären des Tesla-Transformators bildet; er trägt also nichts zur Strahlung bei. Das Umgekehrte findet statt bei dem gerichteten Luftgebilde der Station Boulogne, das seine freien und hoch über der Erde befindlichen Strombauchstellen in den unteren Teilen der schiefen Drähte hat; sie tragen also kräftig zur Strahlung bei. (Das Luftleitergebilde in Boulogne schwingt wie alle gerichteten Luftleiter nach der dritten harmonischen Schwingung, d. h. derjenigen, die vier Bäuche und drei Knoten des Potentials aufweist.) In der Tat, wenn man die gewöhnliche

vertikale Antenne ersetzte durch die Hälfte eines gerichteten Luftgebildes, so stieg der Galvanometerausschlag von 7 mm auf 35 mm bei gleichen Strömungen, die etwa das 1,5 fache derjenigen in dem gerichteten Luftgebilde betrug.

In zweiter Hinsicht muß man die Wirkung der Erde berücksichtigen. Nach den Versuchen von Tissot und Oliver Lodge ist es bekannt, welchen schädlichen Einfluß die Erde auf die Dämpfung der Schwingungen und auf die ausgestrahlte Energie hat. Außer den Messungen mit dem Duddell-Galvanometer haben auch praktische Vergleichsversuche mit Stationen in Folkestone, Marseille und Algier die vorerwähnte Tatsache bezüglich der Reichweite gerichteter Luftgebilde bestätigt. Die gleiche Überlegenheit ergab sich für den Empfänger des Systems Bellini-Tosi.

Versuche hinsichtlich der Richtfähigkeit ergaben, daß man bei gleicher Wellenlänge (300 m) sich in 90 von 100 Fällen von Störungen frei halten konnte. Ebenso günstig waren die Ergebnisse bei Versuchen zur Bestimmung der Richtung von festen und beweglichen Stationen.

Es ist also nicht zweifelhaft, daß die gerichtete Radiotelegraphie nach Bellini-Tosi in mancher Hinsicht ihre großen Vorzüge hat, speziell in trockenen und tropischen Ländern.

(Nach Mitteilungen von Dr. Bellini.) E.

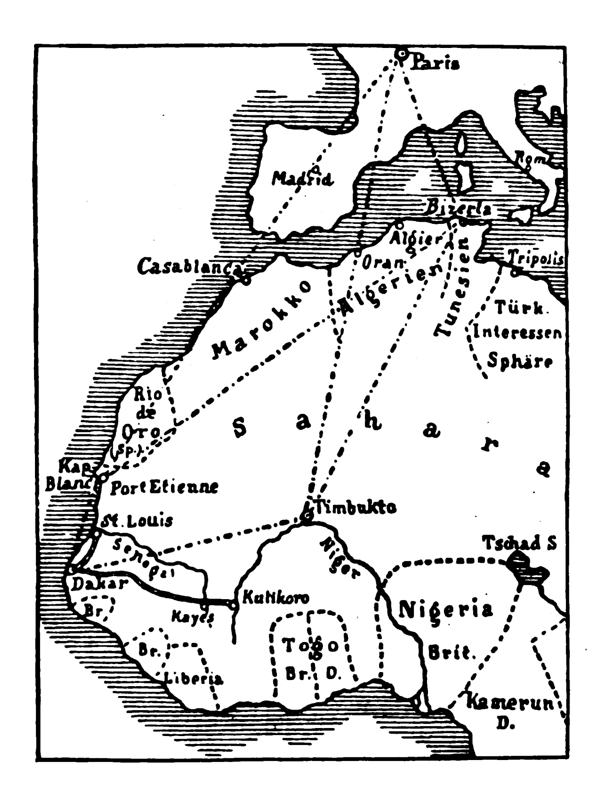
(Eingesandt 15. Mai 1910.)

Drahtlose Telegraphie nach Zentralafrika.

Wir entnehmen der Frankfurter Zeitung (Nr. 133, 15. Mai 1910) folgenden Bericht:

Für schnelle, gute und sichere Verbindungen zwischen dem Mutterlande und den Kolonien hat die französische Regierung in letzter Zeit außerordentlich viel getan. Ganz besonders ist dies aber für die Gruppe der französisch west- und zentralafrikanischen Besitzungen der Fall gewesen. Bereits vor fünf Jahren war es möglich, von Paris aus den großen zentralafrikanischen, am Niger gelegenen Marktplatz Timbuktu in der verhältnismäßig kurzen Zeit von nur neunzehn Tagen zu erreichen. Hiervon entfielen neun Tage auf die Seefahrt nach Dakar; eine eintägige Bahnfahrt führte den Reisenden alsdann nach St. Louis, von wo aus in einer drei Tage erfordernden Bootfahrt auf dem Senegal die Eisenbahnstation Kayes und von hier aus in zweitägiger

Eisenbahnfahrt Kulikoro, der Abgangspunkt der Nigerdampfboote erreicht wurde, die zur Zurücklegung der Strecke bis Timbuktu vier Tage gebrauchten. Durch den Ausbau der Eisenbahnstrecken Dakar—Kayes und Kulikoro—Timbuktu, die teils schon vollendet sind, teils ihrer Fertigstellung entgegengehen, wird jene Zeit noch bedeutend gekürzt werden. Dem Nachrichtenaustausch dient in der Hauptsache



das bei Dakar gelandete Kabel, während die bisher angestrebte, in einigen Fällen auch schon erreichte telegraphische Verbindung quer durch die Sahara als zuverlässig nicht zu bezeichnen war.

Ein sehr großer Fortschritt in der telegraphischen Verbindung ist aber in allerjüngster Zeit durch Einrichtung der radiotelegraphischen Stationen in Port Etienne, dem nördlichsten Hafenplatz von Mauretanien, in Dakar und in Timbuktu erzielt worden. Durch Verwendung eines besonderen, von der Militärtelegraphenstation des Eiffelturms unter Leitung des Kommandanten Ferrié ausgebildeten

Materials für drahtlose Telegraphie ist es gelungen, zwischen Paris und Port Etienne auf 3900, zwischen Paris und Dakar auf 4500 und zwischen Port Etienne und Bizerta auf 3370 km sich zu verständigen. Im letzteren Fall quer durch die Sahara, die mit ihren Einflüssen ganz besondere Schwierigkeiten mit sich brachte. Die Stationen von Port Etienne und Dakar sind durch je einen Offizier der Kolonialinfanterie besetzt. Ob auf der Linie Paris—Port Etienne das von französischen Truppen noch immer besetzte Casablanca als Zwischenstation eingetreten ist, konnte bisher nicht festgestellt werden. Die Möglichkeit, daß dies der Fall gewesen, ist aber sehr groß; das französische Kommando des Landungskorps ist bereits seit Jahren durch drahtlose Telegraphie mit dem Eiffelturm verbunden. Den bisher erzielten Resultaten ist durch den Generalgouverneur von „Französisch-Westafrika", M. William Merlaud-Ponty, ein sehr großes Interesse entgegengebracht worden. Derselbe ist vor allem dazu geschritten, auch in Timbuktu eine radiotelegraphische Station zu errichten, er will aber solche auch allen größeren Hafenplätzen der zu seinem Verwaltungsbereich gehörenden Kolonien geben. Timbuktu soll alsbald mit den bereits bestehenden Stationen von Oran (2150 km) und von Bizerta (2600 km) in Verbindung treten, würde somit auf den zwei weiteren, bereits bestehenden Linien Oran—Paris und Bizerta—Paris direkten Verkehr mit der Hauptstadt des Mutterlandes erhalten. Der Ausbau dieses, die ganze Westsahara überspannenden Telegraphennetzes zum Tschadsee und nach Französisch-Kongo dürfte eine Frage der allernächsten Zeit sein.

Die Möglichkeit, die wichtige Nigerortschaft Timbuktu unter gänzlicher Ausschaltung der Unbequemlichkeiten und Gefahren einer Karawanenreise zu erreichen und die weitere Möglichkeit, mit dieser Ortschaft in vollständig sicheren telegraphischen Verkehr treten zu können, steigern den Wert der französischen Besitzungen in Zentralafrika ungemein; die radiotelegraphischen Verbindungen Paris—Dakar—Bizerta—Paris schließen aber auch für den Kriegsfall die beiden afrikanischen Flottenstützpunkte auf das engste an das Mutterland an und sind als eine wesentliche Steigerung der maritimen Streitmittel Frankreichs einzuschätzen. E.

(Eingesandt 15. Mai 1910.)

Resonanztransformatoren.

Wir entnehmen einer Mitteilung des Herrn Hans Boas (Berlin) über die von ihm konstruierten Resonanztransformatoren folgendes:

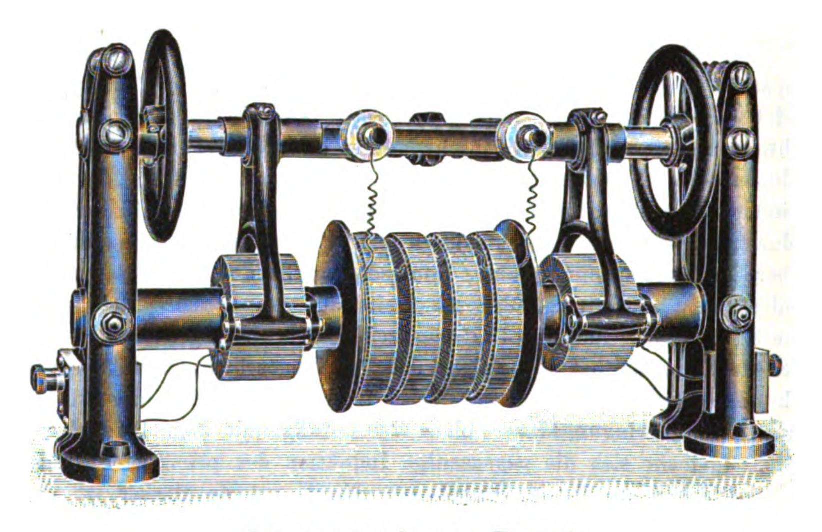
Resonanztransformatoren sind Apparate, die ausschließlich zur Aufladung von Kapazitäten mit Wechselstrom oder pulsierendem Gleichstrom gebaut sind. Infolge dieses besonderen Zweckes sind für ihre Konstruktion Gesichtspunkte maßgebend, die von denen gewöhnlicher Wechselstromtransformatoren durchaus verschieden sind.

Die Sekundärspule des Transformators mit der daran geschalteten Kapazität bildet einen bestimmten Schwingungskreis, die Primärspule bildet zusammen mit der Wechselstrommaschine einen zweiten Schwingungskreis, dessen Eigenschwingung gleich der Periodenzahl des induzierenden Wechselstromes ist. Im Transformator wirkt der das Primärspulensystem durchfließende Strom auf das Sekundärspulensystem induzierend ein und formt dadurch den Primärbetriebsstrom auf die höhere Sekundärspannung um. Infolgedessen fließt auch im Sekundärspulensystem ein Strom, der seinerseits auf das Primärspulensystem eine Rückwirkung äußert. Die gegenseitige Einwirkung beider Stromkreise aufeinander hat zur Folge, daß die Eigenschwingungsdauer des Sekundärsystems, das in dieser Weise induziert wird, kleiner ist als seine Eigenschwingungsdauer ohne Verbindung mit dem Primärkreis wäre. Je mehr sich die gegenseitige Induktion des primären Systems auf das sekundäre ihrem Höchstwert nähert, um so stärker ist die Rückwirkung, was zur Folge hat, daß der scheinbare Selbstinduktionskoeffizient der Sekundärspule mehr und mehr absinkt. Ein solches System, das man als festgekoppeltes bezeichnet, ist infolgedessen zur Aufladung von Kapazitäten ungeeignet, weil die Resonanzlage unscharf und der Ohmsche Verlust infolge der dazu nötigen außerordentlich zahlreichen sekundären Kupferwindungen im Transformator unverhältnismäßig groß ist. Dieser Verlust ergibt eine starke Dämpfung und infolgedessen eine verwaschene Resonanzkurve.

Die bisher zur Aufladung von Kapazitäten in Anwendung gebrachten Apparate hatten konzentrisch ineinander liegende Spulen, sie waren infolgedessen sehr fest gekoppelt, weil fast alle von der Sekundärspule hervorgebrachten Induktionslinien auch die Windungsfläche der Primärspule durchsetzten. Wollte man mit einem solchen Apparat eine genügend scharfe Resonanz trotzdem erzielen, so mußte entweder

in den Primärkreis eine große Drosselspule oder ein großer Ohmscher Widerstand eingeschaltet werden. Durch beide Mittel wird dem eigentlichen Transformator die Energie entzogen. Wenn sich unter Anwendung dieser Vorsichtsmaßregeln auch immerhin gewisse Resonanzwirkungen erzielen ließen, so waren diese Wirkungen doch nur mit einem großen Aufgebot von primärer Energie, und auch dann nur in recht mangelhafter Weise erreichbar.

Die über die Resonanzbedingungen bisher als gültig angesehene Theorie nimmt den Koppelungsfaktor des primären gegen das sekun-



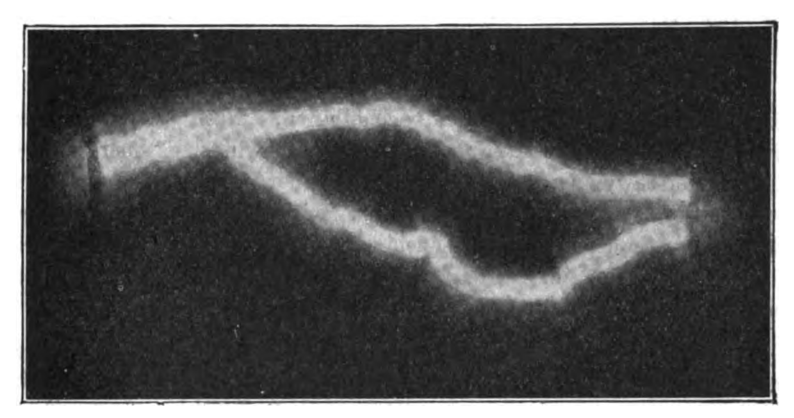
Resonanztransformator Type 18.

däre System als eine Konstante an, und in der eben beschriebenen Anordnung tritt der Koppelungsfaktor auch tatsächlich als Konstante auf. In dem neuen System von Resonanztransformatoren ist der Wert des Koppelungsfaktors inkonstant, er schwankt zwischen einem Maximum von 95 % und einem Minimum von etwa 5 %, und durch diese Inkonstanz wird erreicht, daß der neue Transformator ein vorzügliches Energieübertragungsmittel bildet. Die inneren Verluste im Transformator sind minimal, und trotzdem tritt die Resonanzlage in bisher nie gekannter Schärfe auf.

Erreicht werden diese Vorteile, die für die Aufladung von Kapazitäten von hervorragender Bedeutung sind, durch die eigenartige An-

ordnung der Induktionsspulen zueinander und durch die Eigenschaft des Eisens, bis zu einem gewissen Sättigungsgrade hin ein magnetisch vorzüglicher Leiter zu sein. Die neuen Transformatoren bestehen im wesentlichen aus einer Sekundärspule, die in der Mitte eines langen Eisenkernes gelagert ist, und zwei außerhalb von ihr auf dem Eisenkern liegenden Primärspulen. Die Primärspulen werden von Armen gehalten und sind vermittels einer Stellspindel mit doppelgängigem Gewinde und Handrädern in ihrem Abstand gegen die Sekundärspule veränderlich.

Die Verstellbarkeit der Primärspule gegen die Sekundärspule hat



Funkenbild.
20000 cm mit Resonanztransformator geladen und entladen.
Natürliche Größe.

den Zweck, den mittleren Koppelungsfaktor um etwa 30 % verändern zu können, so daß der Transformator je nach Belieben mit festerer oder loserer Koppelung benutzt werden kann. Die Veränderung des Koppelungsgrades in ihm hat noch außerdem die Wirkung, daß derselbe Apparat mit der Sollkapazität in einem Periodenbereich von plus und minus 10 % der Sollperiodenzahl benutzt werden kann, andererseits kann auch die Sekundärkapazität um plus oder minus 20 % von der angegebenen Sollkapazität abweichen.

Die Apparate können für jede beliebige Kapazität und jede beliebige Ladeleistung ausgeführt werden. Sie werden in zwei äußerlich verschiedenen Ausführungsformen gebaut: in einer offenen, bei der

alle Teile zugänglich und sichtbar sind, und zweitens in Eichenholzkästen, eine Form, die sich für Transportzwecke besser eignet. Beide Modelle sind mit Handradverstellung der Primärspulen versehen. Die Sekundärspulen der Transformatoren sind zum Zwecke der besseren Isolation und zum Zwecke der besseren Wärmeableitung aus mehreren Einzelspulen hergestellt, und zwar je nach der Größe des Transformators aus zwei, vier oder sechs Einzelspulen. Infolge dieser Unterteilung ist es möglich, bei derselben Periodenzahl den Transformator mit zwei Spulen mit zwei verschiedenen Kapazitäten im Verhältnis von 1 : 4, den Transformator mit vier Spulen mit drei verschiedenen Kapazitäten im Verhältnis von 1 : 4 : 16, den Transformator mit sechs Einzelspulen mit vier verschiedenen Kapazitäten im Verhältnis 1 : 4 : 9 : 36 zu benutzen.

Alle Apparate geben Funken von absoluter oszillatorischer Reinheit, ohne jede Spur von Lichtbogenbildung. Nach jeder einzelnen Entladung der sekundären Kapazität ist die schwingende Energie vollkommen verschwunden und bedarf, je nach der Größe des Koppelungsverhältnisses, erst wieder einer gewissen Zeit, um auf den Betrag der Überschlagspannung heraufzupendeln. Wegen ihrer Bequemlichkeit im Gebrauch und ihrer vorzüglichen Eigenschaften haben sie alle anderen Apparate verdrängt.

Die Konstruktionsdaten für die Apparate werden auf rein rechnerischem Wege ermittelt. Um eine systematische Abstufung und ein sicheres Maß für die Größe zu erhalten, ist als Bezeichnung der Type der Wert der maximalen Ladeleistung angeführt, d. h. der Wert in Watt, der der zu ladenden Kapazität in Farad (multipliziert) mit dem halben Quadrat der maximalen Ladespannung in Volt pro Funken entspricht.

Betrachtet man z. B. den Transformator Type 18 (Leistung 18 Watt pro Funken), so heißt das, daß eine Kapazität von beispielsweise 0,03 Mikrofarad (27 000 cm) zu einer maximalen Spannung von 34 600 Volt bei normal beanspruchtem Transformator aufgeladen werden kann. Die Gesamtleistung ergibt sich nun einfach dadurch, daß der Wattwert der Einzelladung mit der Zahl der Entladungen pro Sekunde multipliziert wird. Wird z. B. der Apparat mit einem Wechselstrom von 50 Perioden gespeist und läßt man, was man durch geeignete Wahl der Betriebsspannung in der Hand hat, für jede fünfte Periode einen Funken von 34 600 Volt Spannung überschlagen, so beträgt die Gesamtleistung des Transformators 180 Watt; steigert man durch

die Erhöhung der Primärspannung die Funkenzahl derart, daß pro Wechsel ein Funken überschlägt, so erhält man 100 Funken in der Sekunde, entsprechend einer Gesamtleistung von 1800 Watt. Wird die Periodenzahl erhöht, so steigt die in dem Transformator erreichbare Gesamtleistung proportional der erhöhten Periodenzahl, bzw. der Funkenzahl pro Sekunde.

Um für die Auswahl und den Gebrauch der Transformatoren gewisse Fingerzeige an die Hand zu geben, mache ich auf folgende Beziehungen aufmerksam:

1. Die unter Resonanz zu ladende Sekundärkapazität ist umgekehrt proportional dem Quadrat der Periodenzahl.
2. Die unter Resonanz zu ladende Kapazität ist umgekehrt proportional dem Quadrat der eingeschalteten Sekundärwindungszahl.
3. Die erreichbare maximale Ladespannung ist umgekehrt proportional der Quadratwurzel der zu ladenden Kapazität.

Aus diesen drei Angaben lassen sich alle für den praktischen Betrieb möglichen Gebrauchsarten und Gebrauchswerte herleiten.

Die Fig. 1 stellt den Kraftlinienfluß in einem Resonanztransformator bei enger Koppelung für den Fall dar, daß entweder die Sekundärstromspule von keinem Strom durchflossen wird, oder für den Fall, daß der Strom in der Sekundärspule dem Strom in den Primärspulen gleichgerichtet ist. Man sieht, daß fast sämtliche Kraftlinien, die von den Primärspulen erzeugt werden, streuungslos die Sekundärspule durchsetzen (Moment der festen Koppelung).

Die Fig. 2 zeigt dieselbe Spulenanordnung in dem Moment, wo der die Sekundärspule durchfließende Strom dem in den Primärspulen fließenden Strom entgegengesetzte Richtung hat. Man sieht, wie sich um alle drei Spulen gesonderte Kraftfelder ausbilden; es besteht somit relativ lose Koppelung.

Fig. 3 zeigt die Spulen in größerem Abstand voneinander, die Sekundärspule im Moment der Stromlosigkeit; Streuung sehr klein.

Fig. 4, dieselbe Spulenstellung wie bei der vorhergehenden Figur,

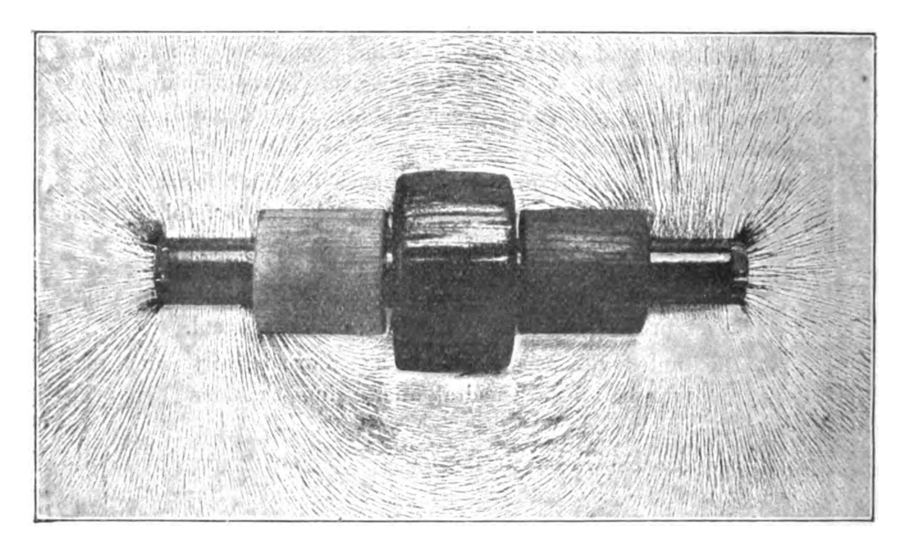


Fig. 1.

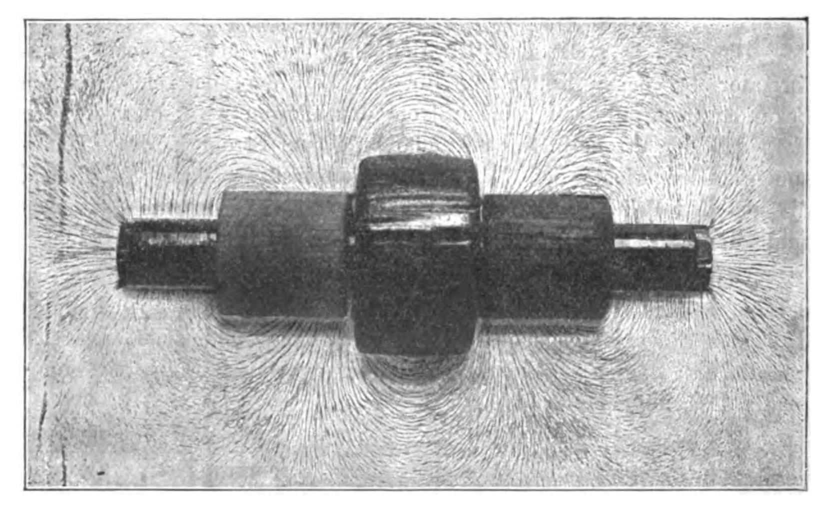


Fig. 2.

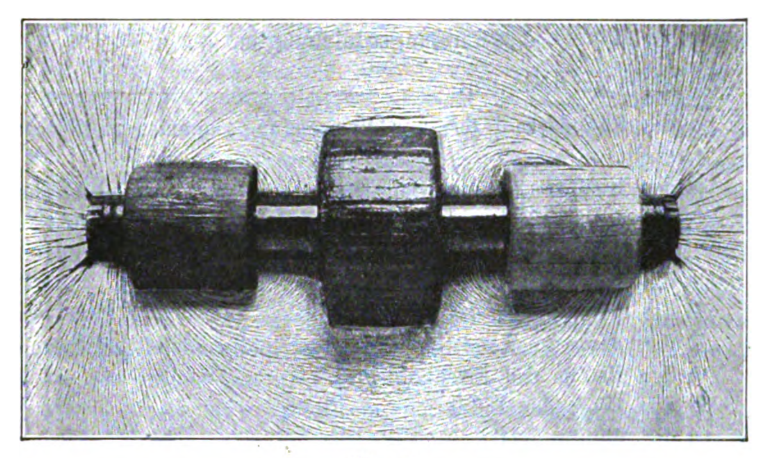


Fig. 3.

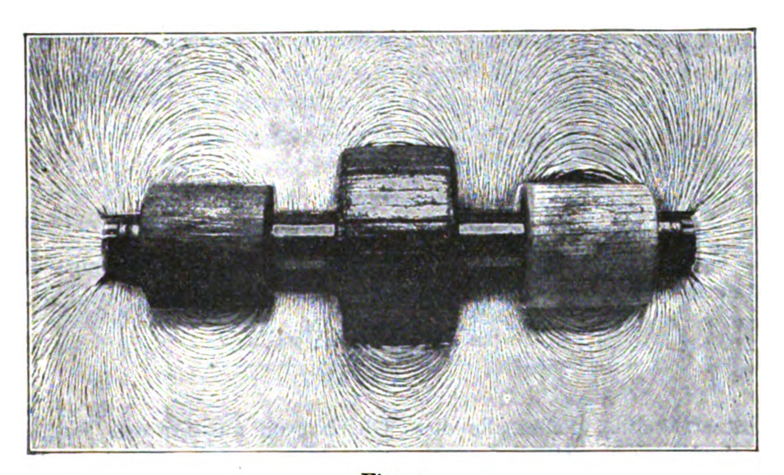


Fig. 4.

die Sekundärspule im Moment entgegengesetzter Stromrichtung; um alle drei Spulen bilden sich drei scharf voneinander unterschiedene Kraftfelder aus, die Koppelung ist nahezu Null.

Bestimmungsgleichungen.

In folgendem bedeuten:

n die Periodenzahl des zur Verwendung kommenden Wechselstromes;

p den Koeffizienten der Selbstinduktion, und zwar den scheinbaren Koeffizienten der Selbstinduktion, wie er sich auf Grund einer bestimmten Annahme der Koppelungsgröße ergibt;

c die Kapazität; in Farad;

V die Spannung in effektiven Volt;

R den gemessenen mittleren Windungsradius der Sekundärspule;

r den Radius des Eisenkernes;

$\mathfrak{B}$ den Wert der Induktion im Eisen;

ν die Windungszahl der Sekundärspule;

k einen Korrektionskoeffizienten bei mittlerer Koppelung.

Unter Benutzung dieser Formelzeichen ergeben sich nun folgende, für die einwandsfreie Berechnung von Resonanztransformatoren gültige Gleichungen:

1. $\frac{1}{n} = 2\pi\sqrt{p \cdot c}$;
2. $p = 4\pi\nu^2 \cdot R \cdot k \cdot 10^{-9}$;
3. $R = r \cdot \alpha$;
4. $V \cdot 10^8 = r^2 \pi \mathfrak{B} \cdot \nu \cdot n \cdot 4{,}44$.

Unter Anwendung dieser Gleichungen ergibt sich zur Ermittelung des notwendigen Eisendurchmessers folgende Bestimmungsgleichung:

$$d = 2\sqrt[3]{\frac{16\pi \cdot \alpha \cdot k \cdot c \cdot V^2 \cdot 10^7}{\mathfrak{B}^2 \cdot 19{,}7}}.$$

Selbstverständlich gelten alle diese Gleichungen nur für den Fall, daß die Spulen, namentlich aber die Sekundärspule, geometrisch ähnliche Dimensionen haben. Weichen die Dimensionen der Sekundärspule von der als Norm angenommenen Form ab, so ändert sich zunächst der Wert von k. Ist andererseits der Selbstinduktionskoeffizient der zum Betriebe verwandten Wechselstrommaschine beträchtlich, so ändert sich auch dadurch wieder der Wert von k. Der Induktionswert $\mathfrak{B}$ muß zu einer Stelle angenommen werden, wo $\mathfrak{B}$ noch einigermaßen der Feldintensität $\mathfrak{H}$ proportional ist. Gutes Eisenblech vorausgesetzt, gilt das für Werte bis etwa 12000. Wird an Stelle von normalem

Dynamoblech sog. legiertes Blech mit geringerem Wattverlust gewählt, so darf der Wert von $\mathfrak{B}$ nicht über 10000 angenommen werden, da die Permeabilität solcher legierten Bleche wesentlich schlechter ist als die normaler Dynamobleche. Weicht überhaupt die Permeabilität des zur Verwendung gelangenden Eisens sehr stark von der normalen Permeabilität ab, so muß darauf auch wieder bei der Wahl des Koeffizienten k Rücksicht genommen werden. Die Richtigkeit der Gleichungen selbst ist an einer sehr großen Zahl von ausgeführten Apparaten experimentell geprüft worden. Dabei wurde zwischen Periodenzahlen von 25 in der Sekunde bis zu 12000 in der Sekunde (die höchste Periodenzahl, für die Herr Boas zurzeit Maschinen gebaut hat) Abweichungen nicht gefunden.

Werden nach den genannten Gleichungen Transformatoren für sehr hohe Periodenzahlen gebaut, so ergeben sich schon für ziemlich große Leistungen sehr geringe Eisenquerschnitte. Sollen nun gleichzeitig die Transformatoren hohen Isolationsbedingungen genügen, so ist es zumeist nicht möglich, den Eisendurchmesser nach der dafür angegebenen Gleichung zu bemessen, er muß dann häufig ein sehr großes Vielfaches davon sein, weil andernfalls sich die notwendige Isolation in einer geometrisch ähnlichen Spule nicht unterbringen läßt.

Die Selbstinduktion der Betriebsmaschine braucht im allgemeinen bei der Apparateberechnung nicht berücksichtigt zu werden; es sei denn, die Maschine liefe mit außerordentlich schwacher Erregung, wodurch ihre scheinbare Selbstinduktion außerordentlich zunimmt. Die in der Praxis sonst vorkommenden Schwankungen des Wertes der Maschinen-Selbstinduktion können sonst allgemein durch Verstellung der Primärspulen mehr als genügend ausgeglichen werden. E.

(Eingesandt 15. Mai 1910).

Zusammenstellung[1])

der von der „Gesellschaft für drahtlose Telegraphie" m. b. H. Berlin SW. bis zum 1. April 1909 gelieferten Telefunkenstationen.

Von **H. Thurn.**

Ländername	Feste Stationen	Schiffsstationen		Transportable Stationen		Insgesamt
		Kriegsschiffe	Handelsschiffe	Fahrbare Stationen	Tragbare Stationen	
Argentinien	7	25	—	—	12	44
Belgien	—	—	—	—	2	2
Brasilien	5	6	—	2	—	13
China	13	—	—	6	5	24
Cuba	8	—	—	—	—	8
Dänemark	7	10	—	—	—	17
Deutschland	42	140	24	20	—	226
England	—	—	—	2	2	4
Finnland	4	—	—	—	—	4
Frankreich	2	—	—	—	—	2
Griechenland	—	3	—	—	—	3
Japan	—	—	—	2	2	4
Mexico	6	—	—	—	2	8
Niederlande	4	8	6	2	2	22
Norwegen	4	11	—	—	—	15
Österr.-Ungarn	11	16	—	6	—	33
Rußland	28	120	1	8	2	159
Peru	5	—	—	—	—	5
Philippinen	2	—	—	—	—	2
Portugal	2	—	—	2	—	4
Rumänien	5	—	—	3	—	8
Sandwich Inseln	1	—	—	—	—	1
Schweiz	2	—	—	2	—	4
Schweden	4	20	—	—	—	24
Serbien	—	—	—	2	—	2
Spanien	6	6	—	4	—	16
Tongking	2	—	—	—	—	2
Türkei	2	—	—	—	—	2
Uruguay	1	—	—	—	—	1
Verein. Staaten	20	45	—	2	8	75
Curaçao	1	—	—	—	—	1
Palau-Inseln	2	—	—	—	—	2
Insgesamt:	196	410	31	63	37	737

1) Der Verfasser, Herr Ober-Postpraktikant Thurn (Coblenz) schreibt uns: „Eine allgemeine Zusammenstellung sämtlicher Systeme habe ich leider nicht fertigen können, da die meisten Gesellschaften sich gänzlich ablehnend verhielten, während nur einige mir die „öffentlichen" Stationen

Nachstehend ist eine Übersicht wiedergegeben, aus der die Verteilung der verschiedenen Stationsarten (feste Stationen, Schiffsstationen, transportable Stationen) auf die einzelnen Staaten ersichtlich ist.

1. Feste Stationen.

Land	Ort	Rufzeich.	Wellenlänge in m	Reichweite in km	Besitzer	Bemerkungen
Argentinien:	Rio de Santiago	Rs	350 450	200	Marine	
	Buenos Aires	Ba	450	500	»	Reg.-Geb.
	Campo de Mayo	Cm	350	100	»	
	Darsena Norte B'aires	Ba	350 450 800	500	Regierung	Marine-Arsenal
	Bahia Blanca	Pm			Marine	
	Feuerschiff Recalada	rc	350 450	200	»	
	Escuela „Naval" B'aires			200		
Brasilien:	Rio de Janeiro	Rj		200	Marine	
	Ilha Mocangué		350 540	40	»	
	Ilha das Cobras	Ji		200	»	
	Villegagnon			200	»	
	Santos Bahia				»	
China:	Cotton Mill Shanghai			100 100	Telefunken	Versuchsstationen
	Tsingtau			350	Deutsche Marine	
	Hoihow			100	Chin. Reg.	
	Chu weu			100	»	Verkehr untereinander
	Canton			100	»	
	Kongman (Whampoa)			100	»	
	6 Stationen d. Yangtse Gebiet. Prov. Kwangtua			100—200	»	Standort noch nicht bekannt
Cuba:	Mariel b. Havana		560 835	ca. 300	Cub. Reg.	öffentlich

bezeichneten, die ja nach dem Internationalen Funkentelegraphenvertrag dem Internationalen Telegraphenbureau in Bern mitgeteilt werden müssen, also allgemeines Interesse, da nicht vollständig, wohl kaum besitzen." Wir geben diese Mitteilung wieder, um nicht in den Verdacht der Parteilichkeit zu kommen, indem wir nur eine Zusammenstellung der Telefunken-Stationen bringen.

Die Redaktion.

Land	Ort	Ruf-zeich.	Wellen-längen in m	Reich-weite in km	Besitzer	Bemer-kungen
Cuba:	Is la de Pinos		560 835	ca. 300	Cub. Reg.	öffentlich
	Baracca			ca. 500	»	im Bau
	Santiago de Cuba			ca. 600	»	
	Camaguay			c. 1500	»	
	Santa Clara			ca. 600	»	
	Pinar del Rio			ca. 400	»	fertig
	Havana			c. 1500	»	im Bau
Dänemark:	Kopenhagen		300 600	300	Marine	
	Orlogswerft		800 1000			
	Blaavandshuk			ca. 300	Leucht-feuer-wesen	
	Gjedser-Haven			ca. 200	Bahnver-waltung	
	Gjedser-Leucht-schiff			ca. 50	»	Verkehr mit Gjedser Haven
	Horns Reff-Leuchtschiff.			ca. 150	Leucht-feuer-wesen	Verkehr mit Blaa-vands-huk projekt.
	Wyl Reff-Leuchtschiff			ca. 150	»	
	Graadyb-Leucht-schiff			ca. 150	»	

a) Öffentliche Stationen der Kaiserl. Marine.

Land	Ort	Ruf-zeich.	Wellen-längen in m	Reich-weite in km	Besitzer	Bemer-kungen
Deutschland:	Bülk	Rbk	350	200	Marine	
	Marienleuchte	Rmr	350	200	»	
	Arcona	Rar	350	200	»	
	Helgoland	Rhg	350	200	»	
	Cuxhaven	Rcx	350	200	»	
	Rixhöft	Rrx	350	200	»	

b) Nichtöffentliche Stationen der Kaiserl. Marine.

Land	Ort	Ruf-zeich.	Wellen-längen in m	Reich-weite in km	Besitzer	Bemer-kungen
Deutschland:	6 Stationen					Standort un-bekannt

Land	Ort	Ruf-zeich.	Wellen-längen in m	Reich-weite in km	Besitzer	Bemer-kungen
c) Versuchsstationen der Kaiserl. Marine.						
Deutschland:	Wilhelmshaven (Werft)	mw	350	100	Marine	
	Kiel (Werft)		veränder-lich	100	»	
	Kiel u. Torpedo-station	tvk		100	»	
	Flensburg (See-masch.-Schule)			150	»	
d) Stationen der Reichspost.						
Deutschland:	Norddeich	knd	350, 800, 2000	2500	Reichs-post	
	Borkum	kbm	350	75	»	
	Schöneberg			20	»	Versuchs-stationen
	Berlin (Oranien-burgerstr.)			20	»	Versuchs-stationen
e) Militärstationen.						
Deutschland:	Berlin (Köpe-nickerstr.)	ow	575, 750	ca. 100	Funken-tele-graphen-abteil. I	
	Frankfurt/Oder		575, 750	ca. 600	do. II	
	Coblenz/Rhein		575, 750	ca. 100	do. III	
	Karlsruhe/Baden			ca. 100	do. IV	
	Straßburg/Els.				zwei Festungs-stationen	
f) Diverse Stationen.						
Deutschland:	Brunsbüttelkoog	kbr	350	100	Kanalver-waltung	
	Bremerhaven	ww	350, 400	350	Nordd. Lloyd	
	Halle		200—1000	200	Uni-versität	
	Cöthen/Anhalt			ca. 100	Polytech-nikum	
	Darmstadt		wech-selnd		Techn. Hochsch.	
	Messul		wech-selnd		Techn. Hochsch.	
	Dresden		wech-selnd		Techn. Hochsch.	
	Mannheim			ca. 300	Heinrich Lanz	

Land	Ort	Ruf-zeich.	Wellen-längen in m	Reich-weite in km	Besitzer	Bemer-kungen
	g) Feuerschiffe.					
Deutschland:	Eiderfeuerschiff	fof	350		Tonnen-u. Bakenamt	
	Borkum Feuer-schiff	fbr	350	ca. 100	Post	
	Weser Feuer-schiff	fwf	350	ca. 100		
	AußenjadeFeuer-schiff	fau	350	ca. 100		
	Reserve Weser Feuerschiff					
	Elbe I Feuer-schiff	ff	350		Deput. f. Handel u. Schiffahrt Hamburg	
	h) Versuchsstationen der Ges. für drahtlose Telegraphie.					
Deutschland:	Tempelhofer Ufer	tu	500 / 800	ca. 100	Ges. f. drahtl. Tele-graphie	
	Nonnendamm	no	ver-änderl.	ca. 100	Ges. f. drahtl. Tele-graphie	
	Charlottenburg	cg	500 / 800	ca. 100	Ges. f. drahtl. Tele-graphie	
	Nauen	na	2000	c. 3000		
Finnland:	Bogskär		500 / 600 / 700	70	Weg- u. Wasser-bauver-waltung	Leucht-turm
	Marieham		600	70	Weg- u. Wasser-bauver-waltung	
	Helsingfors				Russ. Marine	
	Wiborg				Russ. Marine	
Frankreich:	Cap de la Hague					ältere A. E. G. Apparate
	Cap Gris-Nez					ältere A. E. G. Apparate
Niederlande:	Scheveningen	sch	450	700	Post	
	Hoek v. Holland	hvk	450		»	
	Amsterdam	Asd	350	200	Marine	
	Helder		850	150	»	
Curaçao:	Willemstadt			500	»	
Mexico:	Capo Haro			150	Post	öffentlich
	Santa Rosalia			150	»	»
	Mazatlan			350	»	»

Land	Ort	Ruf-zeich.	Wellen-längen in m	Reich-weite in km	Besitzer	Bemer-kungen
Mexico:	José del Cabo			350	Post	öffentlich
	Payo Obispo			70	Militär-	
	Xcalac			70	stationen	
Norwegen:	Flekkerö			180	Marine	
	Tjömö			180		
	Sörvagen			55	Tele-	»
	Röst				graph	
Österreich-Ungarn:	Lussinpiccolo				Marine	
	Wien, Techn. Hochschule		300—1200	200	Telefunken	
	Wien III, Wiener Werk S. & H.		300—1200	200	»	
	Fiume			200	Handels-ministe-rium	Versuchs-stationen
	Ancona					
	Leopoldsau		200 500		Armee	
	Teplitz				Techni-kum	Übungs-stationen
	Aussig					
	Pola			2000	K. K. Marine	im Bau
	Cattaro					
	Sebenico					
Palan-Inseln (Karolinen):	Yap			500	Deutsche Südsee-phosphat-Gesellsch. Bremen	»
	Angaur					
Rußland:	**a) Kaiserl. Marine.**					
	Petersburg, Marinestation			ca. 200	Marine	
	Kronstadt (Fort Menschikoff)			300	»	
	Kronstadt (Minenschule)			200	»	
	Reval			50	»	
	Libau			200	»	
	Sewastopol			300	»	
	Otschakon			200	»	
	Peterhof					
	Wladiwostock			c. 1000	»	

Land	Ort	Ruf-zeich.	Wellen-längen in m	Reich-weite in km	Besitzer	Bemer-kungen
Rußland:	b) Ingenieurverwaltung.					
	Petersburg (Winterpalais)			ca. 100	Ingenieur-Verwaltg.	
	Petersburg, Elektrotechn. Militärschule			ca. 200	»	
	Petersburg, Luftschifferpark				»	
	Ochta b. Petersburg			100	»	
	Zarskoje Selo			ca. 100	»	
	Charbin			ca. 800	»	
	Wladiwostock			500	»	
	Korrespond. Stat. zu Charbin			ca. 800	»	Aufstellungsort ca. 750 Werst nördlich v. Charbin
	6 Stat. am Amur			ca. 200		
	Baku			1000	»	im Bau
	Aschm-Ada			700	»	im Bau
	c) Telefunken.					
	Siemenswerk, St. Petersburg			ca. 100	Telefunken	
	d) Eisenbahnverwaltung.					
	Baikalsee (2 Stationen)				Eisenbahnverwaltung	
Peru:	Puerto Bermudez		2075	210	Regierung	öffentlich
	Massisea		2075	210	»	»
	Iquitos			ca. 200	»	»
	Requena			ca. 200	»	»
	Orellana			ca. 200	»	»
Philippinen:	Jolo			ca. 200	Marine	
	Cabra Island	Ut				
Portugal:	Cascas b. Lissabon			ca. 200	Post	
	Paço d'Arcos			50	Armee	
Rumänien:	Cernavoda			c. 200	Rumän. Marine	
	Galarasi			c. 200	Rumän. Marine	
	Giurgiu			c. 200	Rumän. Marine	
	Bukarest, 2 Stat.			10	Post	Übungsstationen

Land	Ort	Ruf-zeich.	Wellen-längen in m	Reich-weite in km	Besitzer	Bemer-kungen
Sandwich-Inseln:	Honolulu			ca. 200	Amerik. Marine	
Schweden:	Waxholm			ca. 200	Kgl. Marine	
	Stockholm			ca. 200	»	
	Karlskrona			ca. 200	»	
	Farösund auf Gotland			ca. 200	»	
Schweiz:	Scheidegg		500	55	Armee	
	Stöckli		800	55	»	
Spanien:	Coruña	co	350	30	Diario Ferolano	
	Ferrol	fe	350	30	»	
	St. Martin bei Madrid		350 1000	100	Ingenieur-korps	
	Almeria Melilla			200	Armee	
	Guadelajara			100	Academia de Inge-nieros	
Tongking:	Hanoi			150	Kolonial-armee	
	Phu-lien			150		
Türkei:	Patara		780	800	türk. Post	öffentlich
Tripolis:	Derna		780	800	»	»
UnitedStates:	Cape Elizabeth Me	pa		200	Amerik. Marine	soweit be-kannt öffentlich
	Newport, R. J.	pk	300—800	300	»	
	Brooklyn N. Y.	p.t.	350 450 800	300	»	
	Fire Island N. Y.			c. 1000	»	
	Cape Henlopen Del.	px			»	
	Cape Cod Mass	ph			»	
	Annapolis Md.	qg			»	
	Nantucket light ship			ca. 200	»	
	Washington D.C.	qi			»	
	Norfolk Ve.	ql			»	
	DryTortugas Fla.	rf			»	
	Pensacola Fla.	rk		ca. 700	»	

Land	Ort	Ruf-zeich.	Wellen-längen in m	Reich-weite in km	Besitzer	Bemer-kungen
United States:	New Orleans	re		ca. 700	Amerik. Marine	
	San Francisco Cal.	La		ca. 700	»	
	Culebra, W. J.	sd			»	
	Mare Island Cal.	tg			»	
	Farallon Isl. Cal.	th			Marine	
	Yerba Buena, Isl. Cal.	ti			»	
	Galveston, Tex.	st			»	
	Island of Orten Hav.				»	
Uruguay:	Montevideo	mv	350 / 450 / 800	ca. 600	Telefunk.	öffentlich

2. Stationen auf Kriegs- und Handelsschiffen.

Land	Schiffsname resp. Zahl	Ruf-zeich.	Wellen-längen in m	Reich-weite in km	Besitzer	Bemer-kungen
Argentinien:	16 Kriegsschiffe			à 200	Kriegs-marine	
	1 Kriegsschiff			500	»	
	8 Kriegsschiffe			à 50	»	
Brasilien:	6 Kriegsschiffe			ca. 200	»	
Dänemark:	10 Kriegsschiffe		300 / 600 / 800	100—300	»	
Deutschland:	140 Kriegsschiffe				»	
	Cap Blanco	dcb	300 / 450 / 600	350	Telefunken	
	Cap Vilano	dcv				
	Cap Ortegal	dco				
	Cap Arcona	dca				
	Cap Roca					
	Cap Verde					
	König Friedrich August	dkf	300 / 450 / 600	350	»	
	König Wilhelm II.	dkg				
	Meteor	dmr				
	Bremen	dbr	300 / 450	350	»	

Land	Schiffsname resp. Zahl	Ruf-zeich.	Wellen-längen in m	Reich-weite in km	Besitzer	Bemer-kungen
Deutschland:	Corcovado		600	350	Tele-funken	
	Ypiranga	dya	600			
	Eleonore Wörmann	dew	300	2500	»	
	Lucie Wörmann	dlw	600			
	Prinz Adalbert	dpa	350	120		
	Prinz Sigismund	dps	350	120		
	Prinz Waldemar	dqw	350	120	Kiel-Kor-sör-Linie	
	Lotsendampfer Jade		350	100	Tonnen-u. Bakenamt	
	Großh. v. Oldenburg			250	Nordd. Seekabel-werke	
	Hel. Blumenfeld			300	Bd. Blu-menfeld	
	Clara Blumenfeld					
	Senat. Holthusen				Tele-funken	(Fisch-dampfer)
	Senator Rifard					
Griechenland:	3 Kriegsschiffe			200—300	Kriegs-marine	
Niederlande:	8 Kriegsschiffe			300—500	»	
	Duitschland	Zd	450	ca. 300	Maatsch. Seeland	
	Engeland	Ze	450	ca. 300		
	Nederland	Zu	450	ca. 300	»	
	Königin Wilhelmina		450	ca. 300	»	
	KöniginRegentes		450	ca. 300	»	
	Prinz Hendrik		450	ca. 300	»	
Norwegen:	11 Kriegsschiffe			ca. 200	Kriegs-marine	
Österreich-Ungarn:	16 Kriegsschiffe			ca. 200	»	
Rußland:	Handelsdampfer „Moskwa“			500		
	125 Kriegsschiffe			ca. 200	»	Einen Teil im Kriege verloren
Schweden:	20 Kriegsschiffe			ca. 200	»	
Spanien:	6 Kriegsschiffe			ca. 200	»	
UnitedStates:	45 Kriegsschiffe			ca. 200	»	

3. Transportable Militärstationen.

	tragbare	fahrbare	Summa
Argentinien	12	—	12
Belgien	2	—	2
Brasilien	—	2	2
China	5	6	11
Deutsches Reich	—	20	20
England	2	2	4
Japan	2	2	4
Mexico	2	—	2
Niederlande	2	2	4
Österreich-Ungarn	—	6	6
Portugal	—	2	2
Rumänien	2	8	10
Rußland	—	3	3
Schweiz	—	2	2
Serbien	—	2	2
Spanien	—	4	4
Vereinigte Staaten	8	2	10
	37	63	92

(Eingesandt am 12. Mai 1909.)

Patentschau.

Von H. Eales.

Hilfseinrichtungen für drahtlose Telegraphie.

Das D. R. P. Nr. 216839 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie betrifft eine Induktionsspule für einen Apparat zur Bestimmung der Wellenlänge nach Patent Nr. 149350. Die Windungen dieser Spule sind derart zwischen zwei in einem bestimmten Abstand erhaltenen Platten aus Isolationsmaterial (wie z. B. Hartgummi) im wesentlichen spiralförmig gewickelt, daß die Spulen die Gestalt eines flachen festen Brettes von verschwindend kleiner Höhe erhalten. Durch diese Bauart wird erreicht, daß die Spulen eine sehr kompendiöse Form erhalten, die ein Aufschichten einer größeren Anzahl von Spulen in einem verhältnismäßig kleinen Raum des Wellenmesserkastens gestatten und durch die sie gleichzeitig eine stabile Bauart und große Widerstandsfähigkeit erhalten.

Ebenfalls ein Zusatzpatent zum Wellenmesser nach D. R. P. Nr. 149350 betrifft das D. R. P. Nr. 219168 derselben Firma. Beim Hauptpatent ist die eine der beiden, die Wellenlänge bestimmenden Größen (Kapazität und Selbstinduktion) allmählich und die andere stufenweise veränderlich. Nach diesem Zusatzpatent wird nun mit jeder Stufe eine besondere Koppelung des Resonanzkreises mit dem Strommesser hergestellt und zwar ist, wenn z. B. die Kapazität durch Drehplattenkondensatoren allmählich und die Selbstinduktion stufenweise (durch Auswechselung) veränderlich ist, jede auswechselbare Spule außer den üblichen äußeren Anschlüssen noch mit einem dritten mittleren Anschluß versehen, derart, daß a) die beiden äußeren Anschlüsse zur Verbindung mit dem Kondensator, b) ein äußerer und der innere Anschluß zur Verbindung mit dem Strommesser dient; dabei ist der mittlere Anschluß für jede Spule so gewählt, daß bei einer bestimmten Stellung des Kondensators entweder die Nutzdämpfung oder die Gesamtdämpfung des Systems konstant gehalten wird. Dieselbe Gesellschaft hat ein D. R. P. Nr. 219373 erhalten auf ein Variometer mit gegeneinander verdrehbaren Selbstinduktionsspulen und einem Umschalter zur Parallel- und Reihenschaltung der Spulen; der Umschalter kehrt dabei gleichzeitig die Stromrichtung in einer Spule um. Dabei ist die Anordnung so getroffen, daß der Umschalter von der verdrehbaren Spule derart blockiert ist, daß er nur bei der Stellung dieser Spule auf 0^0 (bzw. 360^0) und 180^0 verstellt werden kann, während die verdrehbare Spule ihrerseits von dem Schalter derart blockiert ist, daß sie nur in dem durch die jeweilige Schalterstellung vorgeschriebenen Gebiete bewegt werden kann.

Ein Starkstromvariometer für elektrische Schwingungen betrifft das D. R. P. Nr. 220802 derselben Firma. Es besteht aus mehreren in Reihe geschalteten zusammengebauten Teilvariometern von gleicher oder annähernd gleicher Selbstinduktion. Der Zusammenbau erfolgt derart, daß in der Stellung der größten Selbstinduktion die Teilvariometer aufeinander induzieren, so daß der maximale Wert größer ist als die Summe der Selbstinduktion der einzelnen Teilvariometer, während in der Stellung der kleinsten Selbstinduktion die Teilvariometer so zueinander angeordnet sind, daß die Summe der Selbstinduktion annähernd gleich der Summe der Selbstinduktion dieser Teilvariometer, einzeln genommen, ist.

Das D. R. P. Nr. 218574 der Lorenz Aktiengesellschaft betrifft eine Vorrichtung zur stetigen Veränderung der Größen elektrischer Schwingungskreise. Bei dieser Anordnung sind mit der Drehachse

einer veränderlichen Größe des Schwingungskreises Schaltorgane derart verbunden, daß nach Erreichung des Höchst- oder Mindestwertes dieser Größe selbsttätig weitere elektrische Größen hinzu- bzw. abgeschaltet werden; dabei ist eine Skala angebracht, an der der jeweilige elektrische Wert der Anordnung abgelesen werden kann.

Das D. R. P. Nr. 211468 derselben Firma hat zum Gegenstande eine Vorrichtung zur direkten photographischen Aufzeichnung der Resonanzkurve elektromagnetischer Schwingungssysteme unter Benutzung eines mit einem variablen Resonanzsystem irgendwie gekoppelten Hitzdrahtinstrumentes. Hierbei ist der Hitzdraht des letzteren mit einer Einrichtung verbunden, welche die Strahlen einer Lichtquelle entsprechend der jeweiligen Stellung und Lage des Hitzdrahtes, die abhängig ist von der durch den Hitzdraht fließenden Energie, auf verschiedene Stellen eines Zylinderspiegels oder eines ähnlich gestalteten reflektierenden Körpers fallen läßt; dieser reflektiert die Strahlen auf eine in entsprechender Entfernung in senkrechter Richtung zur Ebene, in welcher der Lichtstrahl ausschlägt, geradlinig in genauer Übereinstimmung mit der Veränderung einer oder mehrerer elektrischer Größen des variablen Resonanzsystems vorbeibewegte lichtempfindliche Schicht. Eine Anrufvorrichtung für drahtlose Empfangssysteme betrifft das D. R. P. Nr. 217389 derselben Firma. Diese Anrufvorrichtung besteht aus einem die Ablenkung eines Lichtstrahles bewirkenden Stromanzeiger und einem Selenrelais. Dabei ist die Anordnung so getroffen, daß die Selenzelle im Ruhezustande ständig von dem Lichtstrahl beleuchtet und beim Anrufen völlig verdunkelt wird.

Das D. R. P. Nr. 219682 von Dr. J. Cernovsky in Prag betrifft eine Vorrichtung zum Aufsuchen der Richtung von elektrischen Wellen mit Hilfe eines bekannten Sammelsystems, das die aufgefangenen Wellen in die Nähe seines Brennpunktes zum Zwecke der Beeinflussung von Detektoren vereinigt. Bei der vorliegenden Anordnung sind nun zwei gleichartige Detektoren in der Achse des Sammelsystems enthaltenden Horizontalebene und gegebenenfalls ein anderes Detektorenpaar dazu in einer vertikalen Ebene symmetrisch zur Achse angeordnet, so daß bei außerachsialer Konvergenz der Wellenstrahlen und dadurch bedingter verschieden starker Beeinflussung der Radiokonduktoren des Sammel- und Detektorensystems einer bestimmten gemeinsamen Drehung bedarf, um die gleiche Beeinflussung der Detektoren zu erzielen; dieser Drehungswinkel bestimmt dann die Abweichung der einlangenden Wellenrichtung von der ursprünglichen Richtung des Systems.

(Eingesandt 24. Mai 1910.)

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Bemerkung zur „Theorie zweier gekoppelter Oszillationskreise unter besonderer Berücksichtigung der Dämpfungsmessungen“ Band 2 Heft 3 S. 251—293.

Ich erlaube mir hiermit auf ein kleines Versehen aufmerksam zu machen, das die allgemeinen Lösungen beeinflußt.

Es heißt (S. 255, Zeile 5):

$$\sigma(12) = \int_0^\infty V_1 \frac{\partial V_2}{\partial t} dt = -\int_0^\infty V_2 \frac{\partial V_1}{\partial t} dt$$

richtig wäre:

$$\sigma(12) = \int_0^\infty V_1 \frac{\partial V_2}{\partial t} dt = -V_{10} V_{20} - \int_0^\infty V_2 \frac{\partial V_1}{\partial t} dt.$$

die Gleichungen (10a), (10c) und (101) erfahren daher die Änderung, statt $\sigma(12)$, $\{\sigma(12) + V_{10} V_{20}\}$ und der rechten Seite der dritten Gleichung des Systems (14) wird das Glied $-k^2 b\, V_{10} V_{20}$ hinzugefügt. Somit ändern sich alle ψ, τ, χ usw.

Wilkinsburg, Pa., 22. März 1910.

Kálmán Heindlhofer.

Herr K. Heindlhofer hat in vorstehendem Briefe auf ein Versehen in meiner Arbeit aufmerksam gemacht. Ich spreche ihm hier meinen Dank aus.

Obwohl der wichtigste Teil meiner Rechnungen, nämlich diejenigen, welche sich auf induktive Koppelung beziehen, durch diesen Rechenfehler nicht beeinflußt wird[1]) (da für diesen Fall $V_{20} = 0$ ist), habe ich doch eine Revision der früheren Rechnungen durchgeführt und teile hier die Abweichungen, welche durch den Fehler entstanden sind, mit.

Wie Herr Heindlhofer richtig bemerkt, soll auf der S. 255 stehen

1) Die allgemeine und direkte Koppelung wird nur in Korrektionsgliedern geändert.

$$\sigma(1,2) = \int_0^\infty V_1 \frac{\partial V_2}{\partial t} dt = -V_{10} V_{20} - \int_0^\infty V_2 \frac{\delta V_1}{\partial t} dt$$

Es müssen dann zu einigen Gleichungen an der rechten Seite noch Glieder hinzugefügt werden, und zwar zur Gleichung (10a) $\ldots - k_{12} b V_{10} V_{20}$, zur Gleichung (10c) $\ldots + b_2 V_{10} V_{20}$, zur Gleichung (10l) $\ldots + 2\delta_1 V_{10} V_{20}$, zur 3. Gleichung des Systems (14) $\ldots - k^2 b V_{10} V_{20}$, zur 2. Gleichung des Systems (24) $\ldots + 2 k_{21} \delta_1 b V_{10} V_{20}$, zur 2. Gleichung des Systems (27) $\ldots + 2\delta_1 b_2 V_{10} V_{20}$.

Außerdem ändern sich die Faktoren, welche bei $\frac{F^2}{(b_2 - k_{21} b)^2}$ stehen, und zwar in Gleichungen:

(23) $\ldots - k_{21} b (b_2{}^2 - k^2 b^2)$

(25) $\ldots [\delta_1 (b_1 - b_2) b_2{}^3 - k^2 \delta_2 b^2 (b_2{}^2 - k^2 b^2)]$

(26) $\ldots + k_{21}{}^2 b^2 [(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)(b_1 - b_2) + \delta_1 (b_1 b_2 - k^2 b^2)]$

(28) $\ldots + k_{21} b b_2 [(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)^2 - \delta^2 (b_1{}^2 - k^2 b^2)]$

Die Gleichungen (15), (16) und (17) vereinfachen sich zu:

(15) $$\psi(1,1) = D\{\delta_2 b_2 [(b_1 - b_2)^2 + 4(\delta_1 + \delta_2)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)] + k^2 [(b_2 - b)^2 (\delta_2 b_1 + \delta_1 b_2) - 4(\delta_1 + \delta_2)\delta_2{}^2 b^2]\}$$

(16) $$\psi(2,2) = D k_{21}{}^2 \{\delta_2 b_2 (b_1 - b)^2 + \delta_1 b_1 (b_2 - b)^2 + 4\delta_1 \delta_2 (\delta_1 + \delta_2) b^2\}$$

(17) $$\psi(1,2) = D k_{21} \{\delta_2 b_2 [4(\delta_1 + \delta_2)\delta_1 b + (b_1 - b_2)(b_1 - b)] + k^2 b (b_2 - b)[(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1) - (\delta_1 + \delta_2) b]\}$$

In der Gleichung (18) für D ist $\frac{b_1 b_2 - k^2 b^2}{(b_2 - k_{21} b)^2} F^2$ anstatt $\frac{F^2}{(b_2 - k_{21} b)^2}$ zu setzen.

Aus dieser Vereinfachung resultiert auch eine einfachere Form der Gleichungen (117), (118), (119), (120). (Ich gebe diese Ausdrücke nicht an, da sie leicht gefunden werden können.)

Unter Berücksichtigung, daß:

$$\frac{k_{21}{}^2 b^2 (b_1 b_2 - k^2 b^2)}{(b_2 - k_{21} b)^2} = \frac{l^2}{C_2{}^2 L_{11} L_{22} (1 - l^2)} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\xi^*}{1 - l^2}}$$

bekommt man

$$(121)\begin{cases} \Psi(2,2) = \dfrac{F^2 l^2}{4 L_{11} L_{22} (1 - l^2) \vartheta_1 \vartheta_2 b_1 \sqrt{b_1}} \cdot \\ \cdot \dfrac{(\vartheta_1 + \vartheta_2)(1 + 4\vartheta_1 \vartheta_2) - \vartheta_2 \xi^*}{\left(1 - \dfrac{\xi^*}{1 - l^2}\right)\left[\xi^{*2} - 4\vartheta_1(\vartheta_1 + \vartheta_2)\xi^* + (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2\left(4 + \dfrac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)\right]} \end{cases}$$

$$(122)\begin{cases} X(2,2) = \Delta_{23}{}^2 \dfrac{F^2 l^2}{\varrho^2 4 L_{11} L_{22} (1 - l^2) \vartheta_1 \vartheta_2 \sqrt{b_1}} \cdot \\ \cdot \dfrac{(\vartheta_1 + \vartheta_2)(1 - \xi^*)}{\left(1 - \dfrac{\xi^*}{1 - l^2}\right)\left[\xi^{*2} - 4\vartheta_1(\vartheta_1 + \vartheta_2)\xi^* + (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2\left(4 + \dfrac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)\right]} \end{cases}$$

Die Gleichung (129) hat jetzt die Form

$$(129) \qquad f(\xi^*) = \frac{\lambda_0 + \lambda_1 \xi^*}{1 - \lambda \xi^*}$$

und

$$(133) \qquad 2\xi^* \frac{R(\xi^*)}{f''(0)} = \frac{\xi^*}{1 - l^2 - \xi^*}$$

Es ist somit die Regel von der Seite 273 anwendbar, wenn $|\xi^*| < \dfrac{1 - l^2}{2}$ und wenn die Gleichung (139) erfüllt ist; es gilt aber jetzt:

Für den Stromeffekt im Sekundärkreise:

$$(136)\begin{cases} \alpha_0' = (\vartheta_1 + \vartheta_2)(1 + 4\vartheta_1 \vartheta_2) \\ \alpha_1' = (\vartheta_1 + \vartheta_2)(1 + 4\vartheta_1 \vartheta_2)\dfrac{1}{1 - l^2} - \vartheta_2 \\ \alpha_2' = (\vartheta_1 + \vartheta_2)(1 + 4\vartheta_1 \vartheta_2)\left(\dfrac{1}{1 - l^2}\right)^2 - \vartheta_2 \dfrac{1}{1 - l^2} \end{cases}.$$

Für den Stromeffekt im Thermoelementkreise:

$$(137) \quad \alpha_0' = \vartheta_1 + \vartheta_2, \quad \alpha_1' = (\vartheta_1 + \vartheta_2)\frac{l^2}{1 - l^2}, \quad \alpha_2' = (\vartheta_1 + \vartheta_2)\frac{l^2}{(1 - l^2)^2}$$

Mit Hilfe dieser Werte bekommt man:

Für den Stromeffekt im Sekundärkreise.

Das Maximum des Effektes entsteht für:

(140)
$$\xi_0^* = \frac{2}{1-l^2}\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)\left(2+\frac{l^2}{4\vartheta_1\vartheta_2}\right)$$

mit dem prozentualen Fehler:

$$-\left(2+\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1+\vartheta_2}-\frac{l^2}{4\vartheta_1\vartheta_2}\right)(\vartheta_1+\vartheta_2)^2\left(1+\frac{l^2}{4\vartheta_1\vartheta_2}\right)+$$
$$+\frac{\vartheta_2}{4+\frac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}}\left[\vartheta_2-(\vartheta_1-2\vartheta_2)\frac{l^2}{4\vartheta_1\vartheta_2}\right]$$

Die Größe des Maximums ist:

(141)
$$\Psi(2,2)_{\max} = \frac{F^2 l^2}{4L_{11}L_{22}(1-l^2)\vartheta_1\vartheta_2 b_1\sqrt{b_1}}\frac{1+4\vartheta_1\vartheta_2}{(\vartheta_1+\vartheta_2)\left(4+\frac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)}$$

mit dem prozentualen Fehler:

$$\frac{2\vartheta_1^2\left(2+\frac{l^2}{4\vartheta_1\vartheta_2}\right)^2}{(1-l^2)^2\left(4+\frac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)}$$

Aus der Resonanzkurve ergibt sich:

(142)
$$(\vartheta_1+\vartheta_2)\sqrt{4+\frac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}} = \frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}}$$

mit dem prozentualen Fehler:

$$\frac{\vartheta_1}{2\left(4+\frac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)}\left\{16\vartheta_1+\frac{\vartheta_1}{16}\left(8+\frac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)\left(44+7\frac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)+\right.$$
$$\left.+\left[\vartheta_2\left(4+\frac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)+\frac{\vartheta_1}{16}\left(8+\frac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)\left(44+7\frac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)\right]\frac{1}{\eta}\right\}$$

Für die relative Asymmetrie gilt:

(143)
$$\xi_\sigma = \left(\frac{\sigma}{2}\right)^2$$

mit dem prozentualen Fehler:

$$-2\left\{\left[\vartheta_1^2+\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)+(\vartheta_1+\vartheta_2)^2\right]\left(1+\frac{l^2}{4\vartheta_1\vartheta_2}\right)\frac{1-\eta}{\eta}+\right.$$
$$\left.+\frac{3}{4}\vartheta_1\left[\vartheta_1+\vartheta_2+\vartheta_1\left(1+\frac{l^2}{4\vartheta_1\vartheta_2}\right)\right]\right\}$$

Für den Stromeffekt im Thermoelementkreise.
Das Maximum des Effektes entsteht für:

$$(144)\begin{cases} \xi_0^* = 2\vartheta_1(\vartheta_1 + \vartheta_2) \\ \text{mit dem prozentualen Fehler:} \\ (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2\left(1 + \dfrac{l^2}{4\vartheta_1\vartheta_2}\right)\left(1 + \dfrac{l^2}{\vartheta_1(\vartheta_1 + \vartheta_2)}\right) \end{cases}$$

Die Größe des Maximums ist:

$$(145)\begin{cases} X(2,2)_{\max} = \dfrac{A_{23}^2 F^2 l^2}{\varrho^2 4 L_{11} L_{22}(1 - l^2)\vartheta_1\vartheta_2\sqrt{b_1}} \cdot \\ \qquad \cdot \dfrac{1}{(\vartheta_1 + \vartheta_2)\left(4 + \dfrac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)} \\ \text{mit dem prozentualen Fehler:} \\ \dfrac{\vartheta_1^2}{1 + \dfrac{l^2}{4\vartheta_1\vartheta_2}} \end{cases}$$

Aus der Resonanzkurve ergibt sich:

$$(146)\begin{cases} (\vartheta_1 + \vartheta_2)\sqrt{4 + \dfrac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}} = \dfrac{\sigma}{2}\sqrt{\dfrac{\eta}{1-\eta}} \\ \text{mit dem prozentualen Fehler:} \\ \dfrac{\vartheta_1^2}{2\left(4 + \dfrac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)}\left[17 + \dfrac{1}{\eta}\right] \end{cases}$$

Für die relative Asymmetrie gilt:

$$(147)\begin{cases} \xi_\sigma = \left(\dfrac{6}{2}\right)^2 \\ \text{mit dem prozentualen Fehler:} \\ -\dfrac{(\vartheta_1 + \vartheta_2)^2}{2}\left[\left(4 + \dfrac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)\dfrac{1-\eta}{\eta} - \dfrac{3\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_1}\right] \end{cases}$$

Physikalisches Institut der Böhmischen Technischen Hochschule
in Brünn, 17. April 1910.

B. Macků.

(Eingesandt 22. März u. 17. April 1910.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

AEG-Zeitung. In der Mai-Nummer beginnt der Abdruck des gemeinverständlichen Vortrages, den Direktor Dolivo-Dobrowolsky in der AEG über das Thema „Wie mißt man elektrische Ströme?“ gehalten; der Gegenstand gibt Gelegenheit, auf dem Titelblatte die Stanzerei der Zählerfabrik der AEG zu zeigen. Ein zweiter illustrierter Beitrag führt uns in die AEG-Fabrik Riga. Die Luftbefeuchtungsanlagen mit elektrischem Antrieb erwecken gegenwärtig beim Herannahen der heißen Jahreszeit ein besonderes Interesse. Der Beitrag „Elektrische Wasserförderungsanlagen“ behandelt in seinem dritten Teile, reich illustriert, die Leistungen der Elektrizität im Abteufen von Schächten. Der Einfluß des Dampfturbinenbetriebes auf den Kohlenverbrauch wird an der Hand einer umfassenden Tabelle dargestellt. Die Nummer schließt mit einer vom Luftballon aus hergestellten Aufnahme der Fabriken der AEG in Oberschöneweide.

„Helmholtz“, Eine Zeitschrift für die exakten Wissenschaften mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendungen. Herausgegeben von Dr. Th. v. Simson. Helmholtz-Verlag Neustadt an der Haardt. Preis des Bandes von 12 Heften von je 3—4 Bogen 16.— M. = 20 Kronen = 20 Frcs.

Separatdruck von Archiv für phys. Medizin und medizin. Technik 1910. Band V Heft 11. Der neue Deviationsunterbrecher der Veifa-Werke, System Dessauer.

Literaturverzeichnis.

Abraham, M., Enzykl. d. math. Wiss. **5** (2) 483, 1910. Elektromagnetische Wellen.

Baker, T. Thorne, Electrician **65**, 96, 1910. Telegraphy of photographs wireless and by wire.

Bangert, Karl, Ann. Phys. **32**, 459, 1910. Elektrische Eigenschwingungen von Drahtspulen mit verschiedenen Kernen.

Broca, A., Ann. Phys. Beibl. **34**, 494, 1910 (Ref. über Bull. soc. int. d. Électr. (2) **9**, 423, 1909. Hitzdrahtstrommesser für Ströme großer Stärke und hoher Frequenz.

Brown, S. G., Electrician **65**, 139, 1910 u. Nature **83**, 322, 1910. A telephone-relay (vgl. ebenda S. 197 Diskussion).

Charbonnel-Devaux, La Lum. Él. **32**, 163, 1910. La téléphonie et la télégraphie sous-marines au moyen des courants de haute fréquence.

Compton, Taylor Karl, Phys. Rev. **30**, 161, 1910. A study of the Wehnelt electrolytic interrupter.

Corbino, O. M., Phys. Ztschr. **11**, 413, 1910. Thermische Oszillationen wechselstromdurchflossener Lampen mit dünnem Faden und daraus sich ergebende Gleichrichterwirkung infolge der Anwesenheit geradzahliger Oberschwingungen.

Eccles, H., La Lum. Él. **32**, 179, 1910 (Ref. über Electrician 1. IV. 1910). Recherches sur les cohéreurs.

Electrical Engineer 29. IV. 1910 S. 564. Radiotelegraphy: Transatlantic Service.

Ferrié, G., Electrician **65**, 135, 1910. New methods of transmission employed in wireless Telegraphy.

Fischer, C., Phys. Ztschr. **11**, 420, 1910 (Antikritik von Phys. Ztschr. **10**, 886, 1909 J. Kaiser). Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Systeme.

Galletti, R. C., Electrician **65**, 199, 1910. Efficiency of short spark methods of generating electrical oscillations.

Haken, W., Ann. Phys. **32**, 291, 1910. Beitrag zur Kenntnis der thermoelektrischen Eigenschaften der Metallegierungen.

Ives, James E., Phys. Rev. **30**, 199, 1910. The wave length and overtones of a linear electrical oscillator.

Macdonald, H. M., Phil. Trans. (A) **210**, 113, 1910. The diffraction of electric waves round a perfectly reflecting obstacle.

Marchand, H., L'Électricien **30** (Tome 39), 257, 1910. Le système de téléphonie sans fil de Collins.

— L'Électricien **30** (Tome 39), 291, 1910. La télégraphie sans fil à grande distance.

Möller, Hans Georg, Verh. D. Phys. Ges. **12**, 385, 1910. Über die Berechnung des Wirbelstromes im Eisen.

Montpellier, J. A., L'Électricien **30** (Tome 39), 273, 1910. Télémécanique (Dispositifs de commande de signaux à distance).

Nasmyth, G. W., Phys. Rev. **30**, 281, 1910. Experiments in impact excitation with the Lepel singing arc.

Nature, 83, 274, 1910. Electric waves in theory and practice (Buchbesprechungen).

Nesper Eugen, E. u. M. **28**, 310, 330, 1910. Frequenzmesser und Messung der Wellenlänge in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.

Nicholson, J. W., Phil. Mag. **19** (Nr. 113), 757, 1910. On the bending of electric waves round the earth. III (vgl. I ebenda S. 276, 435, 1910; II ebenda S. 516 1910).

Schmidt, Karl, Elektrot. Ztschr. **31**, 452, 1910. Die Kernquerschnittsform bei Transformatoren.

Schrottke, F., Elektrot. Ztschr. **31**, 443, 478, 1910. Schützen elektrische Ventile und Schutzkondensatoren wirklich gegen Überspannung? (Vgl. ebenda S. 460, 494 Vortrag Wohlleben und Giles.)

Seidler, R., Ann. Phys. **32**, 337, 1910. Über den Wechselstrom-Gleichstromeffekt am Wismutdraht.

Story jr., William E., Phys. Rev. **30**, 236, 1910. Experiments on the Poulsen arc.

Thurn, H., Ztschr. f. Schwachstr. **4**, 173, 204, 1910. Drahtloser Schiffsverkehr nach dem System der „tönenden Funken".

Webb, Harold W. u. **Woodman, L. E.,** Phys. Rev. **30**, 192, 1910. Electric wave receivers.

Witte, Hans, Ann. Phys. **32**, 382, 1910. Besonderes und Allgemeines zur Weltätherfrage: eine Erwiderung auf einen Artikel von V. Bjerknes (vgl. ebenda **31**, 312, 1910).

Würschmidt, J., Verh. D. Phys. Ges. **12**, 361, 1910. Über die Anregbarkeit von Entladungsröhren mit Glühkathode und ihre Verwendbarkeit für die drahtlose Telegraphie.

Detektoren.

1. Kohärer.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

2. Elektrolytische Detektoren.

Pierce, G. W., Ann. Phys. Beibl. **34**, 492, 1910 (Ref. über Phys. Rev. **29**, 56, 1909 u. Electrician **64**, 183, 1909). Der elektrolytische Detektor, untersucht mit Hilfe eines Oszillographen.

Nesper, Eugen, Helios **16**, 204, 1910. Elektrolytische und Thermodetektoren der drahtlosen Nachrichtenübermittelung. 1. Elektrolytische Detektoren.

3. Thermische Detektoren.

Makarewski, G., Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **41**, phys. T. Anh. S. 367, 1909. Ein neuer Typus eines Thermokontaktdetektors.

4. Magnetische Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

5. Diverse Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

(Eingesandt 5. Mai 1910.

Bücherbesprechungen.

Fournier d'Albe, Zwei neue Welten. Deutsch von Max Iklé. 197 S. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. 1909.

Der Verfasser des originellen Buches „Die Elektronentheorie", über das wir im 4. Heft des II. Bandes referierten, hat jetzt noch ein weiteres Opus „Zwei neue Welten" veröffentlicht, dessen Hauptsatz ist, daß wir eine Welt, die nach einem von unserer Welt nicht stark abweichenden Vorbilde gebaut ist, in bestimmtem und meßbarem verkleinerten Maßstabe finden, und ebenso eine weitere in entsprechend vergrößertem Maßstabe, die „Infra-Welt" und die „Supra-Welt". Das Verhältnis $1:10^{22}$ spielt eine führende Rolle. Der auf S. 126 aufgestellte Satz: „Und sogar das Unendliche selbst ist eine mathematische Größe, der die Algebra ihre Schrecken zum großen Teil geraubt hat", ist typisch für des Verfassers Auffassung. Nach meiner Ansicht liegt ein „unendliches" Universum überhaupt außerhalb unseres Verständnisses, jedenfalls können wir die Naturgesetze nur in

einem umgrenzt gedachten, beliebig großen Raume für unsere Beurteilung als gültig erachten. So gibt es noch verschiedene Darstellungen, über die man anderer Ansicht sein kann, aber im allgemeinen ist das kleine Werk ein spannendes amüsantes Lesebuch von populär-wissenschaftlichem Charakter. E.

E. Mach, Die Geschichte und die Wurzel des Satzes von der Erhaltung der Arbeit. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Es handelt sich um die 2. Auflage der bekannten kleinen Schrift, die 1872 zuerst erschien und in welcher der Verfasser speziell seinen erkenntniskritischen, auf sinnes-physiologischen Studien fußenden Standpunkt in bezug auf die Physik schärfer zu bezeichnen versucht. Es ist charakteristisch, daß die Schrift im neuen Abdruck unverändert gelassen wird, d. h. daß heute nach 37 Jahren der Gegensatz zwischen Mach und anderen bedeutenden Physikern, z. B. Planck, dessen Anschauungen wohl von den meisten modernen Physikern geteilt werden, unüberbrückt erscheint. E.

Max Planck, Acht Vorlesungen über Theoretische Physik. Verlag von S. Hirzel in Leipzig. 1910.

Die acht Vorlesungen, welche Prof. Planck, der berühmte Physiker der Universität Berlin, im Frühjahr 1909 an der Columbia University in the City of New York als foreign lecturer gehalten hat, bilden den Inhalt dieses Buches. In der bekannten nach Inhalt und Form meisterhaften klaren Planckschen Darstellung wird gewissermaßen das Glaubensbekenntnis des modernen Physikers entwickelt über das gegenwärtige System der theoretischen Physik, das seinem physikalischen Weltbild zugrunde liegt. Die einzelnen Vorlesungen behandeln: Reversibilität und Irreversibilität. Thermodynamische Gleichgewichtszustände in verdünnten Lösungen. Atomistische Theorie der Materie. Zustandsgleichung eines einatomigen Gases. Wärmestrahlung; elektrodynamische Theorie. Wärmestrahlung; statische Theorie. Allgemeine Dynamik; Prinzip der kleinsten Wirkung. Allgemeine Dynamik; Prinzip der Relativität.

Das Werk dürfte wohl bald in keiner Bibliothek eines modernen Physikers fehlen. E.

(Eingesandt 7. Juli 1910.)

Namenregister.

(O. = Originalabhandlung, M.P. = Mitteilungen aus der Praxis, D. = Detektoren, R. = Referate, P. = Patentschau, Br. = Briefe an die Redaktion.

Metzger & Wittig, Leipzig.